e. vasiliu

inițiere în radioelectronica cuantică

editura tehnică

E. Vasiliu

INIȚIERE ÎN RADIOELECTRONICA CUANTICĂ

Lucrarea prezintă într-un mod simplu și clar, folosind un material grafic bogat și sugestiv, principiile generale de funcționare, precum și aplicațiile dispozitivelor cuantice care funcționează în domeniul frecvențelor utilizate de radioelectronică.

Înțelegerea fenomenelor complexe pe care se bazează funcționarea dispozitivelor cuantice necesită o bună cunoaștere a fenomenelor ondulatorii. Esența acestor fenomene este expusă *în primul capitol* intitulat „Oscilații și unde".

Capitolul al doilea prezintă atît proprietățile ondulatorii cît și cele corpusculare ale radiației electromagnetice. În ultimul paragraf al acestui capitol se prezintă răspunsul pe care l-a dat fizica modernă la întrebarea: ce este lumina — undă sau corpuscul?

Elementele de mecanică cuantică necesare pentru înțelegerea principiului de funcționare al dispo-

Ing. EMANUEL VASILIU

Iniţiere în radioelectronica cuantică

663520
B.C.U. IASI

EDITURA TEHNICĂ
BUCUREŞTI — 1974

Prefaţă

Progresele electronicii şi spectroscopiei, mai ales după anul 1950, au creat premisele naşterii unei noi ştiinţe — electronica cuantică. *Ca şi multe alte noi domenii ale ştiinţei, electronica cuantică este* o disciplină de frontieră, *aria ei de investigaţie situîndu-se la graniţele dintre electronică şi spectroscopie.*

După denumire s-ar părea că electronica cuantică reprezintă acel domeniu al electronicii în care sînt studiate dispozitivele a căror funcţionare se bazează pe fenomene cuantice, precum şi utilizările lor. În realitate aria de investigaţiea electronicii cuantice este mai îngustă, ea limitîndu-se numai la studiul dispozitivelor a căror funcţionare se bazează pe emisia stimulată de radiaţii electromagnetice. *Emisia stimulată de radiaţii electromagnetice este un fenomen prin excelenţă cuantic. Aceasta nu este însă singurul fenomen cuantic utilizat în electronică. Astfel, diodele tunel a căror funcţionare se bazează pe un fenomen prin excelenţă cuantic, efectul tunel, nu fac parte din obiectivele de studiu ale electronicii cuantice. Evident, ca orice domeniu al ştiinţei moderne, graniţele electronicii cuantice nu pot fi trasate în mod riguros, existînd numeroase întrepătrunderi cu alte discipline.*

Principalele dispozitive care sînt investigate de către electronica cuantică sînt maserii *şi* laserii, *care reprezintă amplificatoare şi generatoare de unde electromagnetice şi a căror funcţionare se bazează pe emisia stimulată de radiaţii. Maserii funcţionează în domeniul frecvenţelor hertziene, iar laserii în regiunea optică a spectrului. Denumirea acestor dispozitive provine de la iniţialele cuvintelor englezeşti* Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation *şi* Light Amplification by Stimuled Emission of Radiation *care în traducere înseamnă* amplificatoare de microunde, respectiv de lumină prin emisie stimulată de radiaţii electromagnetice. *Uneori în loc de laser se foloseşte termenul de maser optic. O altă categorie importantă de dispozitive cuantice sînt cele care utilizează fenomenele de rezonanţă magnetică nucleară şi de rezonanţă paramagnetică electronică, cum ar fi* ceasurile atomice, magnetometrele cuantice, giroscoapele nucleare *etc.*

Domeniul de frecvenţe în care funcţionează dispozitivele electronicii cuantice cuprinde practic întreg spectrul undelor electromagnetice. Această calitate, la care se mai adaugă şi posibilitatea unor dispozitive cuantice de a funcţiona la nivele

de putere foarte mari, a determinat ca actualmente electronica cuantică să-şi găsească aplicaţii practic în toate domeniile de activitate. La aceasta mai trebuie adăugat că unele dispozitive cuantice au permis apariţia unor noi ramuri ale ştiinţei sau o extindere considerabilă a celor existente. De exemplu, laserii au determinat apariţia holografiei *şi extinderea domeniului de investigaţie al* opticii neliniare, optoelectronicii *etc.*

Avînd în vedere extinderea deosebită pe care a luat-o în ultimul timp electronica cuantică şi din dorinţa de a da cititorului cît mai multe informaţii despre aplicaţiile practice, s-a preferat ca în acest volum să se prezinte principiile generale precum şi dispozitivele care funcţionează în domeniul frecvenţelor utilizate de radioelectronică. Din acest motiv, volumul a fost intitulat Iniţiere în radioelectronica cuantică.

Este interesant de remarcat că în domeniul frecvenţelor hertziene, dispozitivele cuantice nu au produs o revoluţie comparabilă cu cea din regiunea optică a spectrului. Într-adevăr, în regiunea frecvenţelor hertziene, electronica cuantică a permis crearea unor amplificatoare cu nivel de zgomot excepţional de scăzut, generatoare cu o înaltă stabilitate a frecvenţei, *precum şi diferite aparate de măsură* (magnetometre, giroscoape, debitmetre) *cu performanţe foarte ridicate. Extinderea electronicii în domeniul frecvenţelor optice s-a dovedit imposibilă pînă la apariţia electronicii cuantice, deoarece procedeele clasice de generare şi amplificare deveneau inoperante imediat ce frecvenţa depăşea valoarea de 10^6 MHz. Din această cauză, pînă la apariţia electronicii cuantice, între sursele de radiaţii electromagnetice din cele două porţiuni ale spectrului existau deosebiri esenţiale, determinate de faptul că cele din domeniul frecvenţelor hertziene prezentau proprietatea de a fi* coerente, *adică de a emite practic unde sinusoidale, în timp ce cele din regiunea optică erau* necoerente. *Situaţia din regiunea optică ar putea fi asemănată cu cea care ar fi existat în domeniul frecvenţelor hertziene, dacă electroniştii nu ar fi avut la dispoziţie decît oscilatorul cu scîntei, necoerent, al lui Hertz. Electronica cuantică, prin construirea laserilor, care reprezintă surse de unde electromagnetice coerente, a permis ca metodele electronicii să poată fi extinse şi în regiunea optică a spectrului, bineînţeles adoptîndu-se soluţii corespunzătoare frecvenţelor mult mai ridicate. Din acest motiv, aplicaţiile dispozitivelor cuantice care funcţionează în porţiunea optică sînt mult mai numeroase şi mai variate decît ale celor care funcţionează în regiunea hertziană.*

În încheiere vom prezenta cîteva date despre istoricul dezvoltării electronici cuantice.

Emisia stimulată de radiaţii electromagnetice, care reprezintă procesul fundamental din electronică cuantică, a fost postulată în 1 917 de către **A. Einstein.** *În anul 1 944 este pus în evidenţă experimental fenomenul de rezonanţă paramagnetică nucleară, iar în anul 1 948 cel de rezonanţă magnetică nucleară.*

Posibilitatea utilizării radiaţiei stimulate de unde electromagnetice pentru realizarea unui nou tip de amplificator a fost propusă în anul 1 953 de către **J. Weber** *într-un scurt articol.*

Meritul de a fi creat primele dispozitive a căror funcţionare se bazează pe emisia stimulată de radiaţii electromagnetice le revine fizicienilor **N.G. Basov** *şi* **A.M. Prohorov** *din Uniunea Sovietică precum şi lui* **C.H. Townes** *din Statele Unite, care lucrînd în mod independent au obţinut între anii 1 954—1 955 amplificare şi generare de microunde cu ajutorul maserului cu amoniac. În perioada*

anilor 1 956—1 957 se construiesc primii maseri care utilizează în calitate de mediu activ cristale paramagnetice.

În anul 1 958 **A.L. Schawlow** *și* **C.H. Townes** *au arătat că pot să fie construite dispozitive cuantice pe principiul maserului care să funcționeze în domeniul frecvențelor optice. Doi ani mai tîrziu* **T.H. Maiman** *construiește primul laser utilizînd cristalul de rubin. În 1 961* **A. Javan** *și colaboratorii săi au realizat primul laser gazos utilizînd un amestec format din heliu și neon. La numai un an de la data construirii primului laser gazos, la Institutul de Fizică Atomică a fost realizat un laser, de asemenea cu heliu-neon, de către un colectiv condus de către regretatul prof.* **I. Agârbiceanu,** *ceea ce reprezintă e evident o mare realizarea științei și tehnicii românești. În anii care au urmat, cercetările în domeniul electronicii cuantice atît pe plan național, cît și pe plan mondial, au cunoscut o dezvoltare din ce în ce mai puternică, reușindu-se să se construiască noi tipuri de dispozitive cu performanțe din ce în ce mai ridicate și să se lărgească considerabil aria lor de aplicații.*

Cercetările în domeniul electronicii cuantice au fost distinse cu două premii Nobel. Astfel în 1964 **N.G. Basov, A.M. Prohorov** *și* **C.H. Townes** au primit premiul Nobel pentru realizarea primilor maseri, *iar* în 1966 **A. Kastler** pentru metoda pompajului optic.

București

Decembrie 1973

Autorul

B.C.U. „M. EMINESCU" IAȘI

Cuprins

Cap. 1. Oscilații și unde

1.1. *Oscilații* 13

1.1.1 Oscilații armonice libere 13
1.1.2 Compunerea oscilațiilor armonice 19
1.1.3 Oscilații periodice 23
1.1.4 Dezvoltarea în serie și integrală Fourrier. 25
1.1.5 Oscilații amortizate libere 31
1.1.6. Oscilații armonice forțate 33
1.1.7. Oscilații cuplate 37

1.2. *Unde* 42

1.2.1 Formarea unei unde 42
1.2.2 Unde longitudinale și transversale 43
1.2.3 Caracteristicile unei unde armonice 43
1.2.4. Interferența undelor 49
1.2.5. Difracția undelor 51
1.2.6 Polarizarea undelor. 54
1.2.7 Dispersia undelor 58
1.2.8 Viteza de fază și viteza de grup 59
1.2.9 Unde staționare 64
1.2.10 Ghiduri de undă 67
1.2.11 Cavități rezonante 75
1.2.12 Efectul Doppler 77

Cap. 2. Radiația electromagnetică

2.1. *Aspecte ondulatorii* 79

2.1.1 Propagarea undelor electromagnetice prin vid 79
2.1.2 Spectrul undelor electromagnetice 85
2.1.3 Radiația de dipol electric 87
2.1.4 Radiația de dipol magnetic 93
2.1.5 Radiația emisă de un atom 94
2.1.6 Dispersia undelor electromagnetice 100
2.1.7 Interferența undelor electromagnetice 111
2.1.8 Coerența undelor electromagnetice 116
2.1.9 Difracția undelor electromagnetice 134
2.1.10 Polarizarea undelor electromagnetice 145
2.1.11 Unde electromagnetice staționare 146

2.1.12 Ghiduri de undă pentru microunde 149
2.1.13 Cavităţi rezonante pentru microunde 154
2.1.14 Efectul Doppler pentru undele electromagnetice 155

2.2 *Aspecte corpusculare* 156

2.2.1 Radiaţia corpului negru 156
2.2.2. Efectul fotoelectric 160
2.2.3 Efectul Compton 165

2.3. *Radiaţia electromagnetică — undă sau corpuscul?* 167

2.3.1 Dualitatea undă — corpuscul 167
2.3.2 Principiile fundamentale ale electrodinamicii cuantice 173

Cap. 3. Elemente de mecanică cuantică

3.1. *Ideile fundamentale ale mecanicii cuantice* 180

3.1.1 Postulatele lui Bohr 180
3.1.2 Ipoteza lui Louis de Broglie 183
3.1.3 Principiul de nedeterminare 184
3.1.4 Ecuaţia lui Schrödinger 193
3.1.5 Particula într-o cutie 193
3.1.6 Oscilatorul armonic 196
3.1.7 Efectul tunel 198

3.2. *Atomul de hidrogen* 200

3.2.1 Ecuaţia lui Schrödinger pentru atomul de hidrogen 200
3.2.2 Tranziţiile dintre nivelele energetice 216
3.2.3 Spinul electronului 222
3.2.4 Spinul nuclear 231

3.3. *Nivelele energetice ale atomilor cu mai mulţi electroni* 233

3.3.1 Numerele cuantice ale unui electron dintr-un atom cu mai mulţi electroni 233
3.3.2 Principiul lui Pauli 237
3.3.3 Mecanisme de cuplaj 240

3.4. *Nivele energetice ale moleculelor* 246

3.4.1 Formarea moleculelor 246
3.4.2 Nivelele de rotaţie 248
3.4.3 Nivelele de vibraţie 248
3.4.4 Tranziţiile de vibraţie — rotaţie 250
3.4.5 Nivelele electronice 250

Cap. 4. Principiile generale de funcţionare ale dispozitivelor cuantice

4.1. *Emisiunea stimulată de radiaţii electromagnetice* 253

4.1.1 Temperatura sistemului de particule 253
4.1.2 Tranziţii spontane şi forţate 256
4.1.3 Semilărgimea liniei spectrale 260

4.2. *Interacţiunea cîmpului electromagnetic cu sistemul de particule* 265

4.2.1 Absorbţia, amplificarea şi generarea undelor electromagnetice . . 265
4.2.2 O analogie radioelectronică 269

Cap. 5. Fenomene de rezonanță magnetică

5.1. *Efectul Zeeman* 271

5.1.1 Teoria clasică a efectului Zeeman 271
5.1.2 Teoria cuantică a efectului Zeeman 275
5.1.3 Efectul Zeeman în cîmpuri intense 277
5.1.4 Efectul Zeeman nuclear 278

5.2. *Proprietățile magnetice ale corpurilor* 281

5.2.1 Caracterizarea proprietăților magnetice 281
5.2.2 Corpuri diamagnetice 281
5.2.3 Corpuri paramagnetice și feromagnetice 283

5.3. *Fenomene de relaxare* 288

3.5.1 Tranziții de relaxare 288
5.3.2 Relaxarea longitudinală 289
5.3.3 Relaxarea transversală 295
5.3.4 Efectul neuniformităților 301

5.4. *Descrierea fenomenelor de rezonanță* 301

5.4.1 Descrierea cuantică a fenomenelor de rezonanță 301
5.4.2 O analogie termică a fenomenelor de rezonanță 303
5.4.3 Descrierea clasică a fenomenelor de rezonanță 306
5.4.4 Rezonanța paramagnetică electronică și rezonanța magnetică nucleară 309

Cap. 6. Maseri

6.1. *Principiile generale de funcționare ale maserilor* 312

6.1.1 Funcționarea maserilor în regim de amplificare și generare 312
6.1.2 Substanțele utilizate în realizarea maserilor 314

6.2. *Maseri solizi* 316

6.2.1 Inversiunea populațiilor 316
6.2.2 Cristale paramagnetice 324
6.2.3 Maseri cu cavitate rezonantă 326
6.2.4 Maseri cu undă progresivă 329
6.2.5 Zgomotul maserilor solizi 330
6.2.6 Aplicațiile maserilor solizi 341

6.3. *Generatoare moleculare* 342

6.3.1 Principiul de funcționare 342
6.3.2 Maserul cu hidrogen 345
6.3.3 Maserul cu amoniac 349
6.3.4 Generatoare moleculare cu alte substanțe 354

Cap. 7. Metrologie cuantică

7.1. *Etaloane cuantice de timp* 357

7.1.1 Măsurarea timpului 357
7.1.2 Etaloane cu fascicul atomic 359

7.1.3 Etaloane pasive cu pompaj optic 363
7.1.4 Maserul cu rubidiu 367
7.1.5 Performanţele etaloanelor cuantice de timp 368

7.2. *Magnetometre cuantice* 370

7.2.1 Principiul de măsură 370
7.2.2 Magnetometre de rezonanţă magnetică nucleară 371
7.3.2 Magnetometre cu pompaj optic 372

7.3. *Giroscoape nucleare* 382

7.4. *Debitmetre de rezonanţă magnetică nucleară* 384

Bibliografie 387

Capitolul 1

OSCILAȚII ȘI UNDE

Studiul fenomenelor din electronica cuantică necesită o bună cunoaștere a proceselor ondulatorii. Din această cauză acest capitol este consacrat oscilațiilor și undelor. Se vor prezenta oscilațiile și undele de natură mecanică, care putînd fi vizualizate pot fi urmărite mai ușor, ceea ce permite ca esența fenomenelor să apară mai clar.

1.1. OSCILAȚII

1.1.1. OSCILAȚII ARMONICE LIBERE

Se afirmă că un corp execută o *mișcare de oscilație* sau *de vibrație* atunci cînd se deplasează în mod periodic în jurul unei poziții de echilibru.

Astfel, să considerăm sistemul oscilant din fig. 1.1 format dintr-un corp de masă m fixat la extremitatea unui resort. Cealaltă extremitate a resortului este legată de un perete vertical fix.

Vom considera inițial că pe suprafața orizontală corpul se poate deplasa fără frecare. În § 1.1.5 vom renunța la această ipoteză simplificatoare.

Dacă restorul nu este nici comprimat, nici extins atunci forța $\mathbf{F}_{resort}$ cu care el acționează asupra corpului este nulă. În consecință corpul se află în repaus în poziția de echilibru. Alegem originea sistemului de coordonate Os tocmai în acest punct. Coordonata s reprezintă deci, distanța cu care corpul s-a deplasat față de poziția de echilibru. Ea este pozitivă atunci cînd deplasarea are loc spre dreapta și negativă în caz contrar.

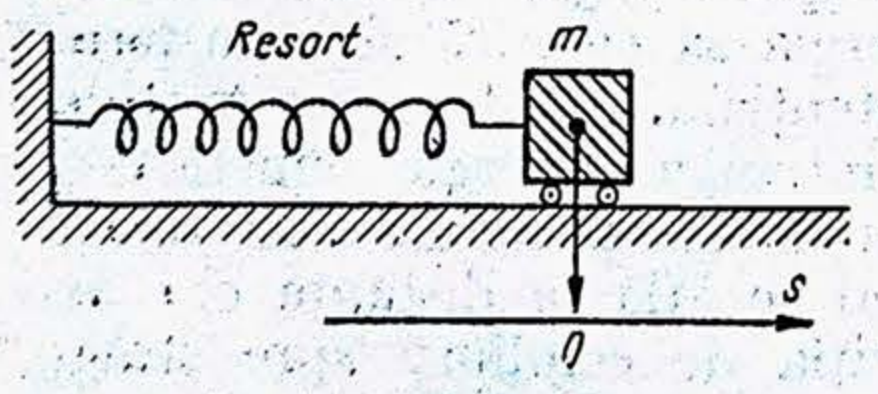


Fig.1.1. Sistem oscilant format dintr-un resort și un corp care poate aluneca fără frecare pe suprafața orizontală

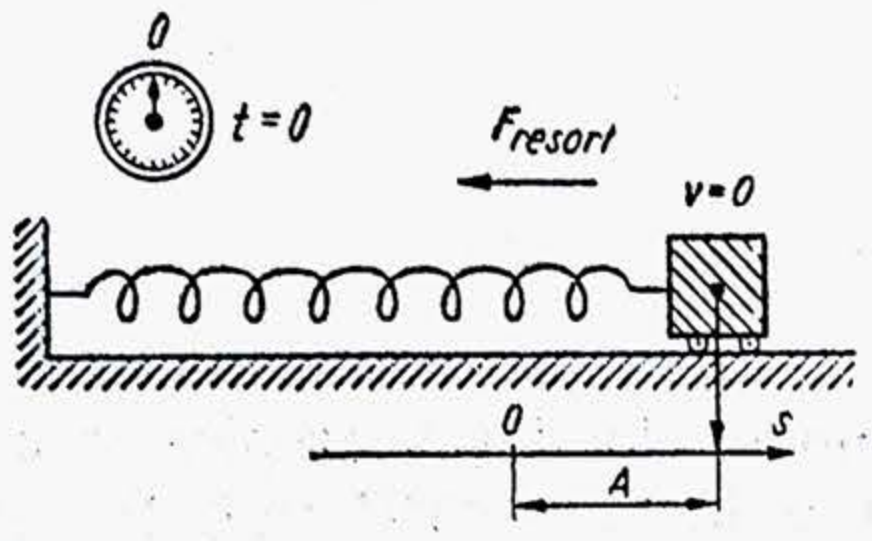


Fig. 1.2, Sistemul oscilant în momentul inițial

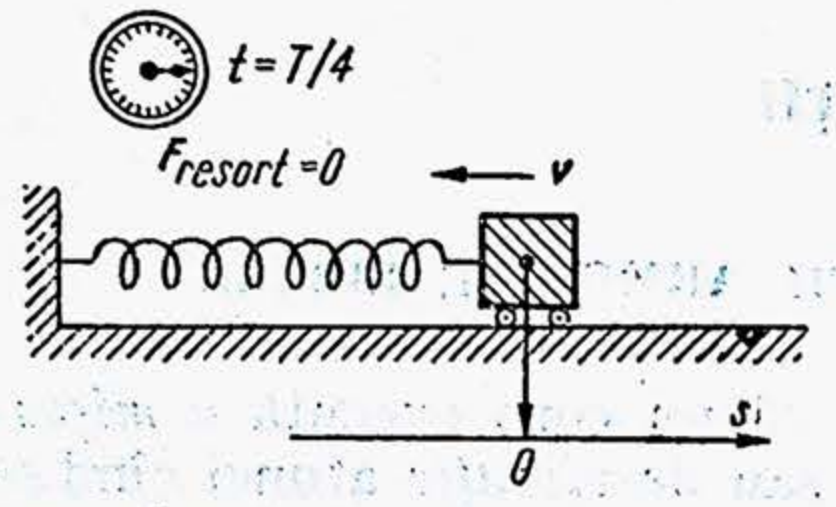


Fig. 1.3, Sistemul oscilant în cazul în care corpul trece prin poziția de echilibru, venind dinspre dreapta

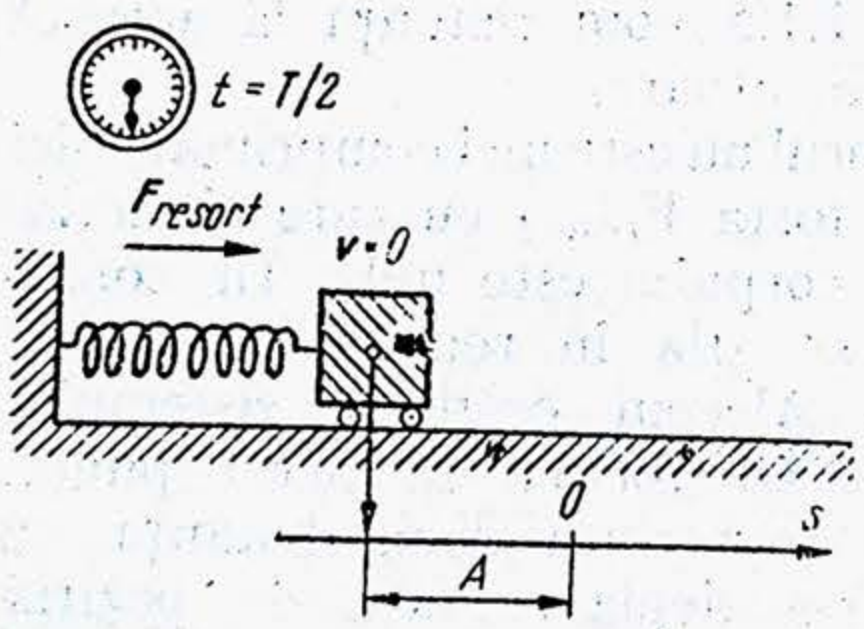


Fig.1.4. Sistemul oscilant în cazul în care corpul se află în poziția extremă din partea stîngă

Să acționăm din exterior asupra corpului cu o forță. Sub acțiunea acesteia corpul se deplasează pe o mică distanță A, de exemplu spre dreapta (fig. 1.2). Pentru a efectua această deplasare, forța din exterior trebuie să învingă rezistența opusă de resort care caută să mențină corpul în poziția de repaus. Ea efectuează deci un lucru mecanic care se înmagazinează în sistem sub formă de energie potențială. În această situație energia cinetică a sistemului este nulă și în consecință energia totală este egală cu cea potențială injectată din exterior de forța aplicată.

În continuare să îndepărtăm brusc forța aplicată din exterior. Imediat sistemul începe să oscileze.

Sub acțiunea forței exercitate de resort, forță care nu mai este echilibrată de cea aplicată din exterior, corpul începe să se apropie cu o viteză **v** din ce în ce mai mare de poziția de echilibru. În acest scop, o proporție tot mai mare din energia potențială acumulată inițial se transformă în energie cinetică. În momentul trecerii prin poziția de echilibru, energia potențială s-a transformat integral în energie cinetică (fig.1.3).

În virtutea inerției, corpul continuă să se deplazeze însă spre stînga. Resortul începe să fie comprimat. În consecință, el acționează asupra corpului cu o forță îndreptată în sens invers mișcării, forță care tinde de asemenea să-l aducă înapoi, în poziția de echilibru. Pe măsură ce corpul se depărtează spre stînga, o parte tot mai mare din energia sa cinetică se transformă în energie potențială. Acest proces continuă pînă cînd întreaga energie cinetică se transformă în energie potențială. În această situație corpul se află la distanța cea mai mare de poziția de echilibru spre stînga, iar viteza sa este nulă (fig.1.4). Această distanță este egală cu cea inițială cu care a fost deplasat corpul spre dreapta, deoarece

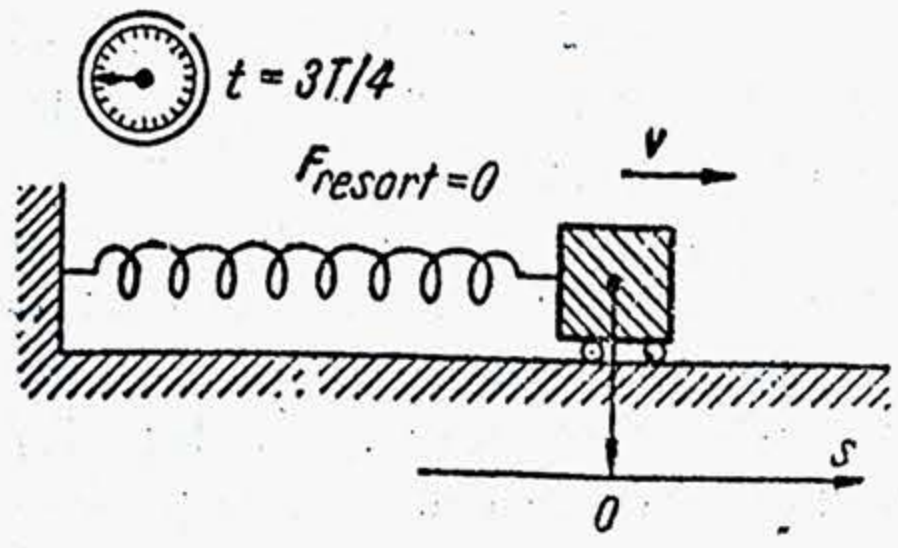


Fig.1.5. Sistemul oscilant în cazul în care corpul trece prin poziția de echilibru, venind dinspre stînga

neglijîndu-se frecările, adică pierderile de energie, energia totală a sistemului trebuie să rămînă constantă.

După ce a ajuns în poziția extremă din stînga, corpul începe să se deplaseze din nou spre poziția de echilibru. În timpul acestei deplasări o parte tot mai mare din energia potențială se transformă în energie cinetică. În momentul trecerii prin poziția de echilibru, întreaga energie potențială s-a transformat în energie cinetică (fig.1.5).

În continuare, corpul se deplasează în virtutea inerției spre dreapta. Pe măsură ce corpul se îndepărtează de poziția de echilibru, resortul începe să fie extins iar o parte din ce în ce mai mare a energiei cinetice se transformă în energie potențială. Acest proces continuă pînă cînd corpul ajunge în poziția extremă din dreapta. În această situație viteza corpului fiind nulă rezultă că energia cinetică este egală cu zero (fig. 1.6). Deoarece s-au neglijat frecările rezultă că în această situație energia potențială este egală cu cea inițială. Distanța maximă cu care corpul se deplasează spre dreapta este deci egală cu cea inițială.

Fenomenele se repetă apoi identic. Corpul execută oscilații în jurul poziției de echilibru, energia potențială a sistemului trasnformîndu-se periodic în energie cinetică și invers astfel încît energia totală se păstrează constantă în timp.

Oscilațiile care apar în acest caz se numesc *oscilații libere* deoarece sistemul oscilant a fost perturbat numai în momentul inițial și apoi a fost lăsat să evolueze în mod liber.

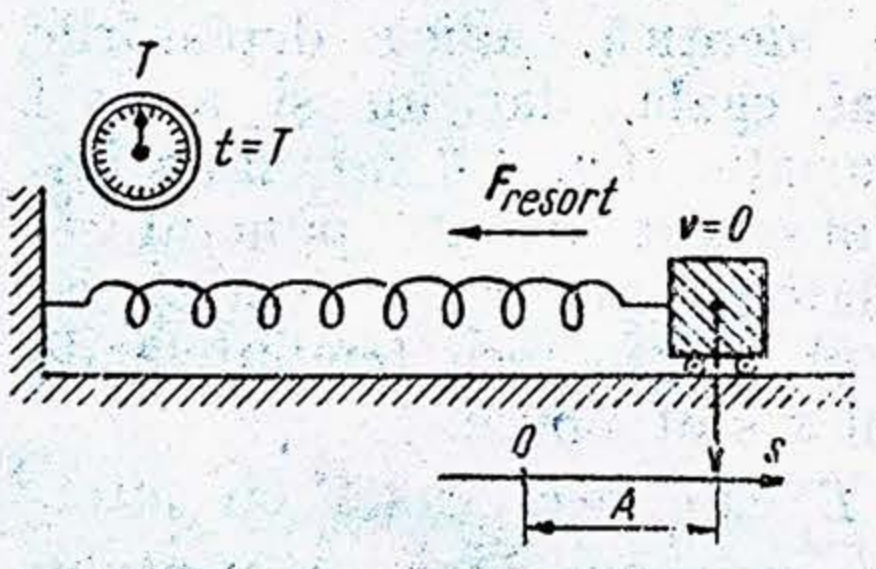


Fig.1.6. Sistemul oscilant în cazul în care corpul se află în poziția extremă din partea dreaptă

Dintre toate formele de mișcări oscilatorii posibile cea mai simplă este *mișcarea oscilatorie armonică*. Se afirmă că un sistem oscilant excută o mișcare armonică atunci cînd mărimea s, care oscilează, variază în timp după o lege sinusoidală de forma :

$$s = A \sin(\omega t + \alpha) \qquad (1.1)$$

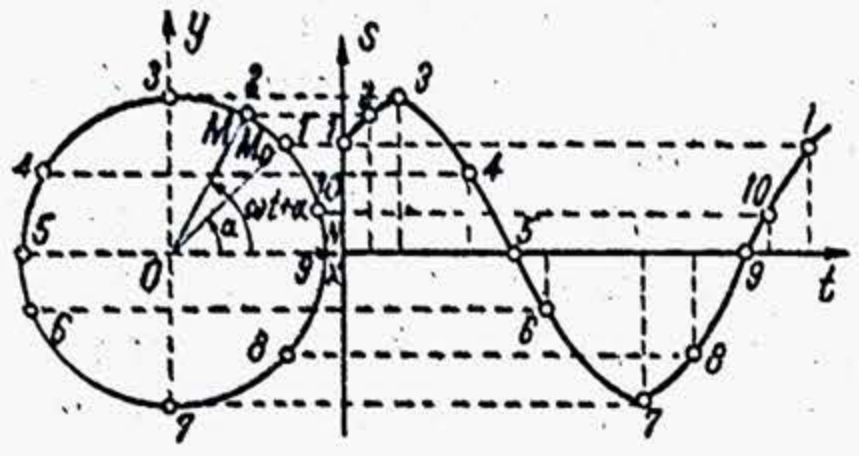


Fig. 1.7. Legătura dintre mișcarea circulară și mișcarea osciltorie

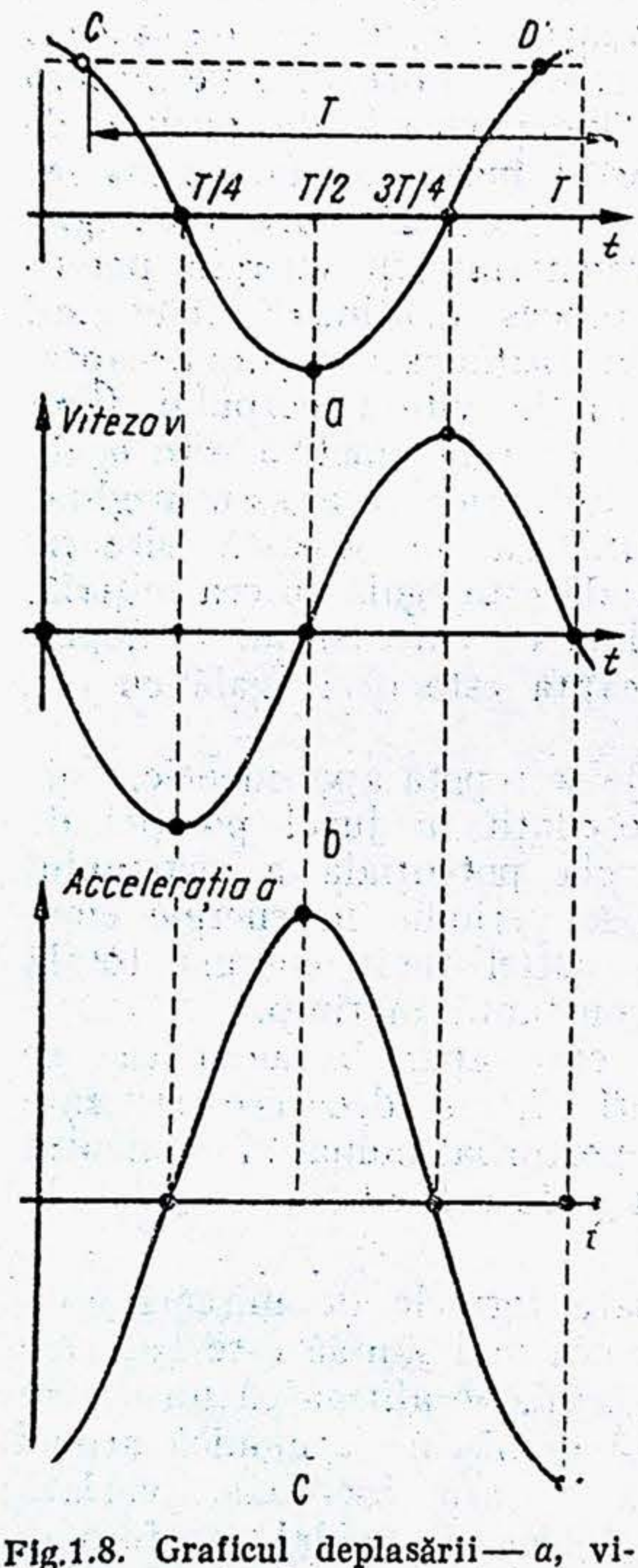


Fig.1.8. Graficul deplasării — *a*, vitezei *v* — *b* și accelerației *a*—*c*, în funcție de timp

Cu ajutorul acestei relații putem să definim mărimile caracteristice ale unei mișcări oscilatorii. Seminficația fizică a acestor mărimi apare mai clar dacă considerăm legătura dintre mișcarea oscilatorie și cea circulară. Mișcarea oscilatorie a cărui grafic este reprezentat în fig. 1.7 poate fi considerată ca fiind mișcarea proiecției pe axa Oy a uuui punct material M care se rotește în jurul centrului O în mod uniform.

Mișcarea de rotație generează mișcarea oscilatorie considerată dacă raza cercului este egală cu A și dacă punctul M se rotește cu viteza unghiulară ω, iar în momentul inițial punctul ocupă o asemenea poziție M_0 încît $\measuredangle NOM_0=\alpha$.

Mărimea A se numește *amplitudinea oscilațiilor*. Avînd în vedere că valoarea maximă a funcției sinusoidale este egală cu unitatea rezultă că cea mai mare valoare a modulului lui s este egală cu amplitudinea A.

Viteza unghiulară ω a mișcării de rotație egală cu unghiul măturat de raza OM în unitatea de timp se numește *pulsație*.

Timpul T în care punctul M execută o rotație completă se numește *perioadă*. Se observă ușor că deoarece într-o perioadă T unghiul măturat este egal cu 2π, rezultă că $T=2\pi/\omega$.

În graficul mișcării oscilatorii, intervalul de timp T separă două puncte în care mișcarea este identică, adică deplasările sînt nu numai egale, dar au și aceeași tendință de variație (fig. 1.8, *a*). Este important de observat că în punctul D mișcarea oscilatorie nu este identică cu cea din punctul C deoarece tendințele de variație ale lui s sînt opuse.

Perioada T este deci egală cu intervalul de timp corespunzător segmentului CD. Într-o perioadă se execută deci un ciclu complet al mișcării oscilatorii.

Numărul de perioade dintr-o secundă, adică numărul de rotații complete dintr-o secundă în cazul mișcării de rotație, respectiv, numărul ciclurilor complete dintr-o secundă în cazul mișcării oscilatorii se numește *frecvența* ν. Rezultă $\nu = 1/T = \omega/2\pi$.

Argumentul $\varphi = \omega t + \alpha$ din expresia (1.1) se numește *fază*. Se observă că faza este egală cu unghiul pe care îl face raza OM cu axa Ox în momentul de timp considerat.

Valoarea fazei pentru $t=0$, adică mărimea α, se numește *faza inițială*. Unghiul α reprezintă unghiul pe care îl face raza OM cu axa Ox la $t=0$.

Așa după cum s-a arătat în pozițiile extreme de la dreapta, respectiv stînga, viteza corpului este nulă, iar în poziția de echilibru are valoarea maximă în modul. Rezultă astfel curba de variație a vitezei în funcție de timp, reprezentată în fig. 1.8, *b*.

Raționamente simple ne conduc la curba de variație a accelerației reprezintă în fig. 1.8 *c*. Din această figură se observă că în situația în care deplasarea are valoarea maximă pozitivă, accelerația are valoarea minimă negativă. După cum vom vedea în § 1.1.2 asemenea oscilații se numesc în antifază. Rezultă că într-o mișcare oscilatorie armonică accelerația este în antifază cu deplasarea.

Calcule matematice pe care nu le vom reproduce arată că *o mișcare oscilatorie armonică apare numai în cazurile în care forța care tinde să aducă corpul în poziția de echilibru este proporțională cu mărimea care oscilează.*

În sistemul considerat, apar oscilații armonice dacă forța elastică F_{resort} exercitată de resort este proporțională cu lungimea cu care a fost întins sau comprimat resortul (fig.1.9). Un sistem oscilant care îndeplinește această condiție se numește *oscilator armonic.*

Frecvența cu care oscilează un asemenea sistem oscilant, inițial perturbat și apoi

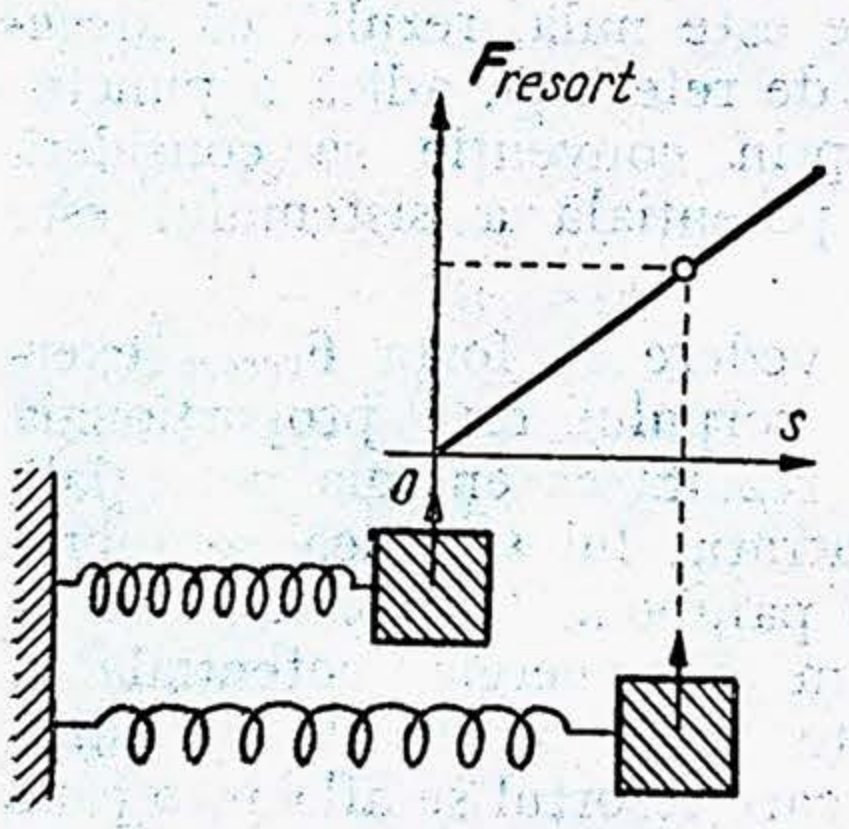


Fig.1.9. Variația pe care trebuie să o aibă forța F_{resort} exercitată de resort în funcție de mărimea *s* cu care este alungit față de poziția de echilibru pentru ca să apară oscilații armonice

lăsat liber să oscileze se numește *frecvență proprie*. Frecvența proprie depinde numai de caracteristicile sistemului. Astfel, în cazul exemplului considerat, frecvența proprie de oscilație depinde de masa corpului și de mărimea forței elastice și nu de particularitățile modului cum a fost excitat pentru a oscila.

În general studiul mișcărilor, nu numai al celor oscilatorii, este mai ușor de urmărit dacă se operează cu energia potențială. După cum se știe unei forțe conservative i se poate asocia o energie potențială. Reamintim că dacă un corp se deplasează între două puncte sub acțiunea unei forțe conservative atunci lucrul mecanic efectuat de aceasta este egal cu diferența energiilor potențiale din cele două puncte. Aceasta înseamnă că lucrul mecanic efectuat de o forță conservativă este același pentru toate drumurile posibile între cele două puncte considerate. Evident o asemenea condiție nu o pot îndeplini forțele de frecare, care deci nu sînt conservative.

Raționamente matematice arată că forța este egală cu derivata cu semn schimbat a energiei potențiale. Deoarece derivata unei constante este nulă, rezultă că alegerea punctului de referință, adică a punctului în care prin convenție se consideră nulă energia potențială a sistemului este arbitrară.

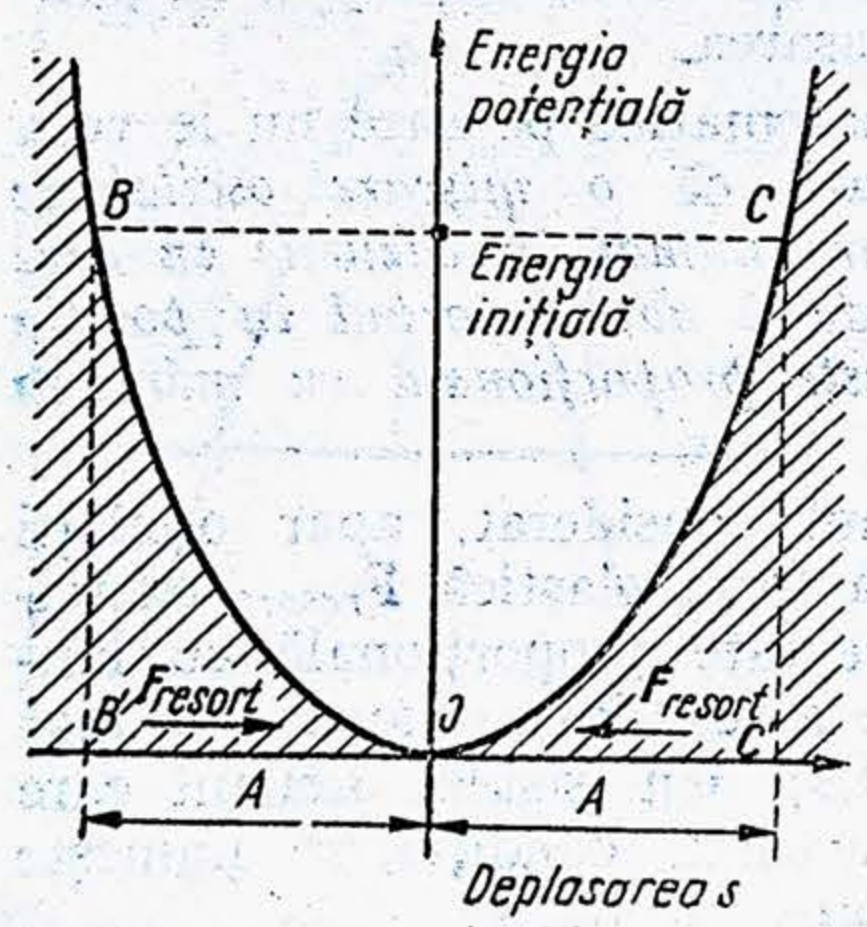


Fig.1.10. Variația energiei potențiale a sistemului oscilant

Avînd în vedere că forța $\mathbf{F}_{resort}$ exercitată asupra corpului este proporțională cu distanța s, rezultă că energia potențială variază cu patratul lui s, adică se reprezintă printr-o parabolă. Cum este și natural considerăm că energia potențială a sistemului este nulă pentru $s=0$, adică în situația în care resortul se află în repaus (fig.1.10).

După cum se știe, derivata unei funcții crescătoare este pozitivă. În consecință, într-o regiune în care energia potențială este crescătoare forța $\mathbf{F}_{resort}$ este negativă,

ceea ce înseamnă că ea este îndreptată înspre stînga. Evident, în cealaltă regiune forța $\mathbf{F}_{resort}$ este îndreptată în sens invers, adică înspre dreapta.

Cunoscînd valoarea energiei care a fost injectată în momentul inițial se poate determina intervalul pe axa variabilei s în care oscilează corpul.

În pozițiile extreme energia cinetică a sistemului este nulă, ceea ce înseamnă că energia totală este egală cu cea inițială. În consecință pentru a determina intervalul în care oscilează corpul, intersectăm parabola cu o dreaptă trasată în dreptul valorii respective a energiei și apoi proiectăm punctele de intersecție pe axa orizontală. Corpul oscilează deci între punctele B' și C'. Evident aceste puncte trebuie să corespundă deplasărilor maxime, adică distanțele $B'O$ și $C'O$ trebuie să fie egale cu amplitudinea A a mișcării oscilatorii.

În punctele B' și C' energia totală a sistemului este egală numai cu cea potențială .Avînd în vedere că aceasta variază cu pătratul distanței, putem să tragem concluzia că *energia totală a unui sistem oscilant este proporțională cu pătratul amplitudinii oscilațiilor.*

Oscilațiile unui sistem sînt cu atît mai puternice, mai intense, cu cît energia acestora este mai mare. Din această cauză tăria oscilațiilor se caracterizează prin mărimea denumită *intensitate* care este proporțională cu energia sistemului. Energia unui sistem oscilant este însă proporțională cu pătratul amplitudinii. Rezultă că *intensitatea oscilațiilor este proporțională cu pătratul amplitudinii.*

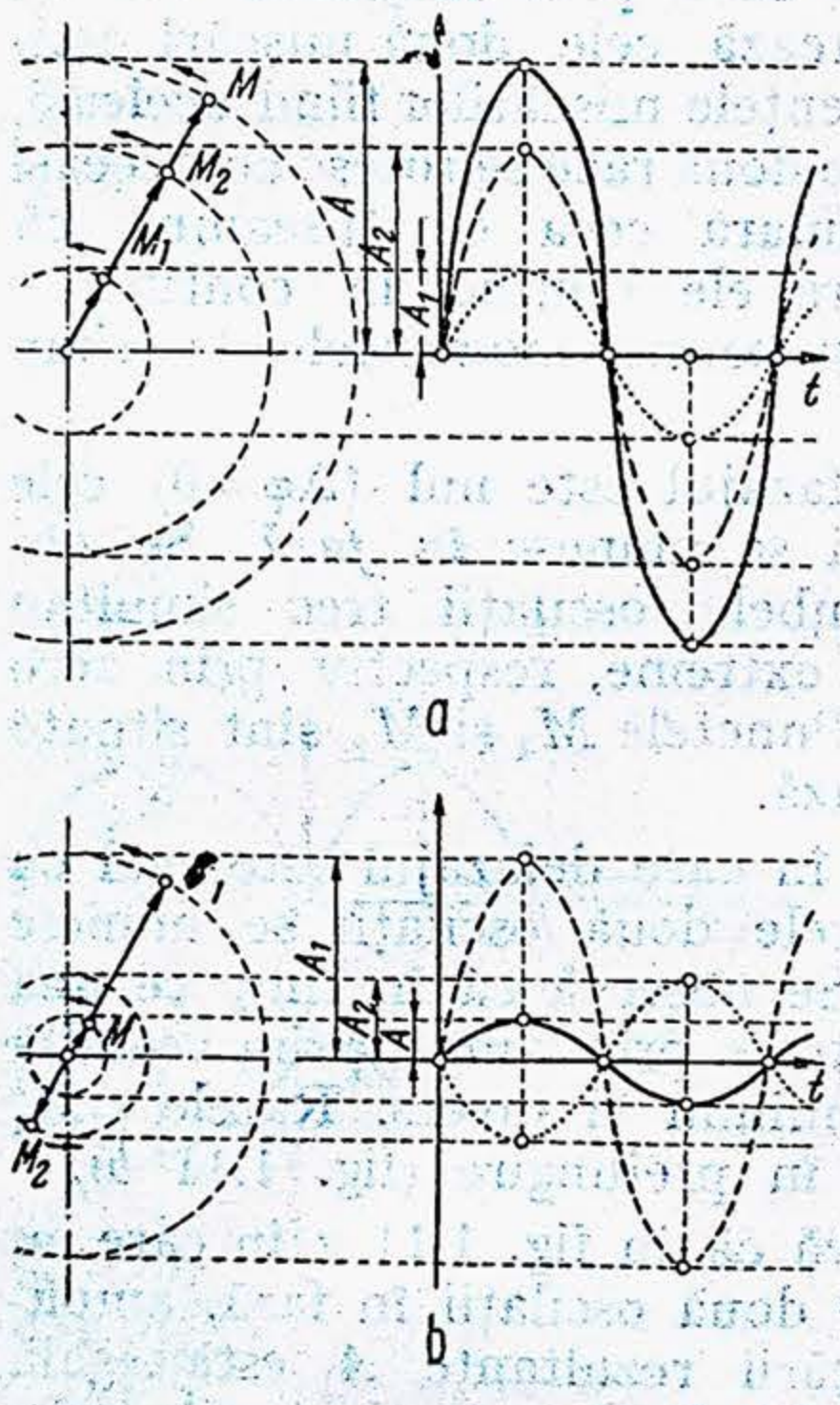


Fig.1.11. Compunerea a două oscilații în fază — *a*, respectiv în antifază — *b*, cu aceeași frecvență și îndreptate de-a lungul aceleiași direcții

1.1.2. COMPUNEREA OSCILAȚIILOR ARMONICE

Apar în mod frecvent situații în care un corp este supus simultan acțiunii a două sau mai multe mișcări oscilatorii și

în care este necesar să se determine mișcarea rezultată. Vom studia la început cazul în care mișcările au aceeași frecvență și apoi în care sînt diferite.

a. **Compunerea a două mișcări armonice de aceeași frecvență.** În asemenea probleme prezintă o deosebită importanță defazajul dintre cele două mișcări oscilatorii precum și direcțiile de-a lungul cărora sînt îndreptate.

Defazajul $\Delta\varphi$ dintre două mișcări oscilatorii reprezintă diferența dintre fazele inițiale ale acestora. Așa după cum s-a arătat faza inițială reprezintă unghiul pe care-l face raza, care prin rotația sa generează mișcarea oscilatorie, cu axa Ox în momentul inițial. Defazajul $\Delta\varphi$ este deci egal cu unghiul pe care îl fac între ele în momentul inițial razele care prin mișcarea lor de rotație generează cele două mișcări oscilatorii. Frecvențele mișcărilor fiind aceleași, rezultă că cele două raze se rotesc cu aceeași viteză unghiulară ceea ce înseamnă că unghiul dintre ele rămîne în continuare egal cu $\Delta\varphi$ și pentru momentele de timp următoare.

Dacă defazajul este nul ($\Delta\varphi=0$) cele două oscilații se numesc *în fază*. Se observă că ambele oscilații trec simultan prin valorile extreme, respectiv prin zero (fig. 1,11 *a*). Punctele M_1 și M_2 sînt situate pe aceeași rază.

În cazul în care defazajul este egal cu π ($\Delta\varphi=\pi$) cele două oscilații se numesc în antifază. Se observă că în timp ce una din oscilații trece printr-un maxim cealaltă străbate un minim și invers. Razele OM_1 și OM_2 sînt în prelungire (fig. 1.11 *b*).

Se observă că în fig. 1.11 *a* în care au fost compuse două oscilații în fază, amplitudinea mișcării rezultante A este egală cu suma amplitudinilor A_1 și A_2 ale mișcărilor componente adică : $A=A_1+A_2$.

Din contră în cazul din fig. 1.11 *b* în care au fost compuse două oscilații în anti-

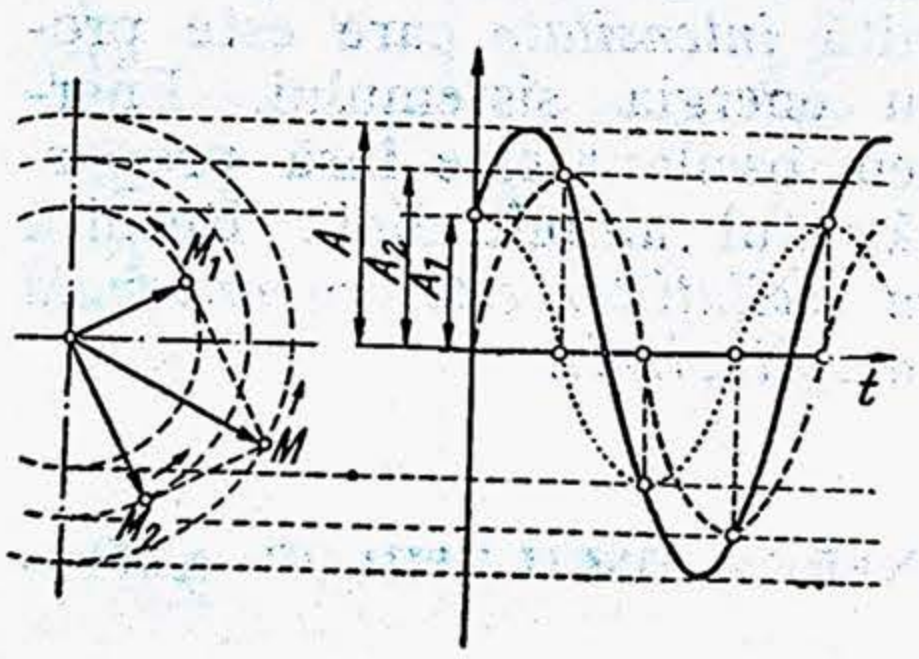


Fig.1.12. Compunerea a două oscilații cu aceeași frecvență îndreptate de-a lungul aceleiași direcții, între care există un defazaj egal cu π /2.

fază, amplitudinea mișcării rezultante A este egală cu diferența amplitudinilor A_1 și A_2 ale mișcărilor componente adică : $A=A_1-A_2$. Dacă amplitudinile mișcărilor componente sînt egale atunci amplitudinea mișcării rezultante este nulă. Aceasta înseamnă că *două oscilații în antifază, de amplitudini egale se distrug reciproc prin compunere.*

În fig. 1.12 au fost compuse două oscilații defazate cu $\pi/2$. Oscilațiile defazate cu $\pi/2$ se numesc *în cuadratură*. Din dreptunghiul pe care îl formează razele care prin rotația lor generează mișcările oscilatorii se observă că $A=\sqrt{A_1^2+A_2^2}$. Operația din fig. 1.12 poate fi efectuată și în sens invers rezultînd că o *mișcare oscilatorie poate fi descompusâ în două componente defazate cu $\pi/2$ între ele*, adică în cuadratură.

În cazul în care mișcările oscilatorii sînt îndreptate de-a lungul a două direcții perpendiculare, de exemplu de-a lungul direcțiilor Ox și Oy, pentru determinarea mișcării rezultate, trebuie ca în fiecare moment de timp să reprezentăm în planul xOy poziția pe care o ocupă punctul a cărui coordonată x este dată de mișcarea oscilatorie după Ox și a cărui coordonată y este dată de mișcarea după Oy. Această operație este efectuată în fig. 1.13 pentru cazul în care defazajul este egal cu $3\pi/2$, iar amplitudinile celor două mișcări sînt egale. Se observă că mișcarea rezultantă reprezintă rotația unui punct pe un cerc.

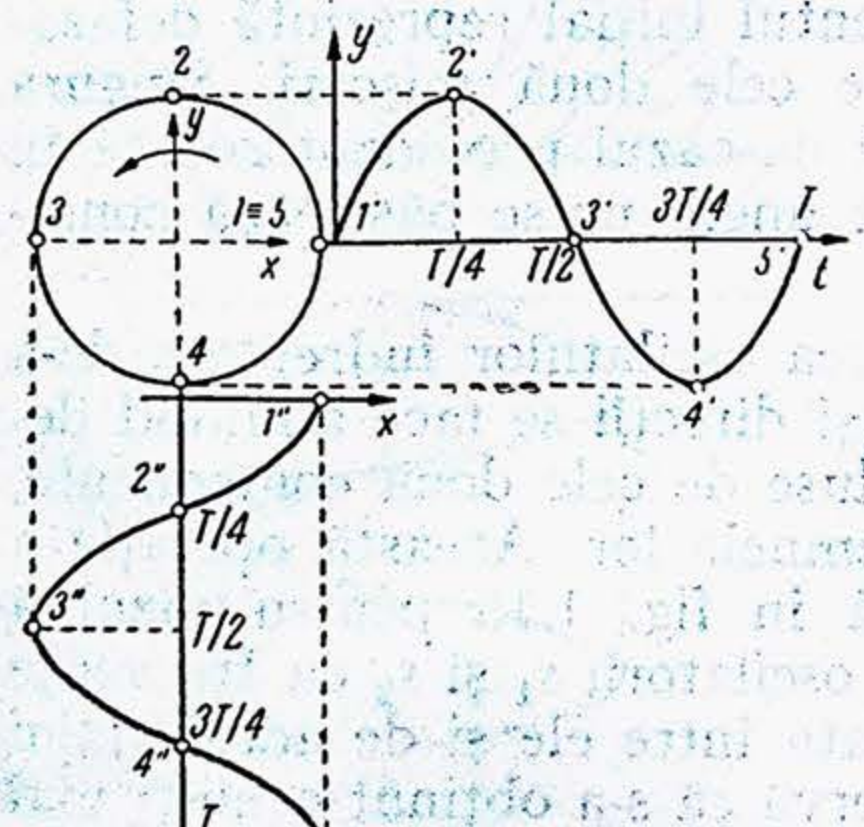


Fig.1.13. Compunerea a două oscilații cu aceeași frecvență, îndreptate de-a lungul a două direcții perpendiculare între ele.

Și în acest caz defazajul dintre cele două oscilații joacă un rol fundamental. Astfel în fig. 1.14 a fost reprezentată mișcarea rezultantă pentru diferite valori ale defazajului. Se observă că pentru oscilațiile în fază și în antifază se obține o mișcare oscilatorie de-a lungul unei drepte înclinate la 45° față de axele de referință. Pentru alte valori ale defazajului mișcarea rezultantă se efectuează de-a lungul unei elipse mai mult

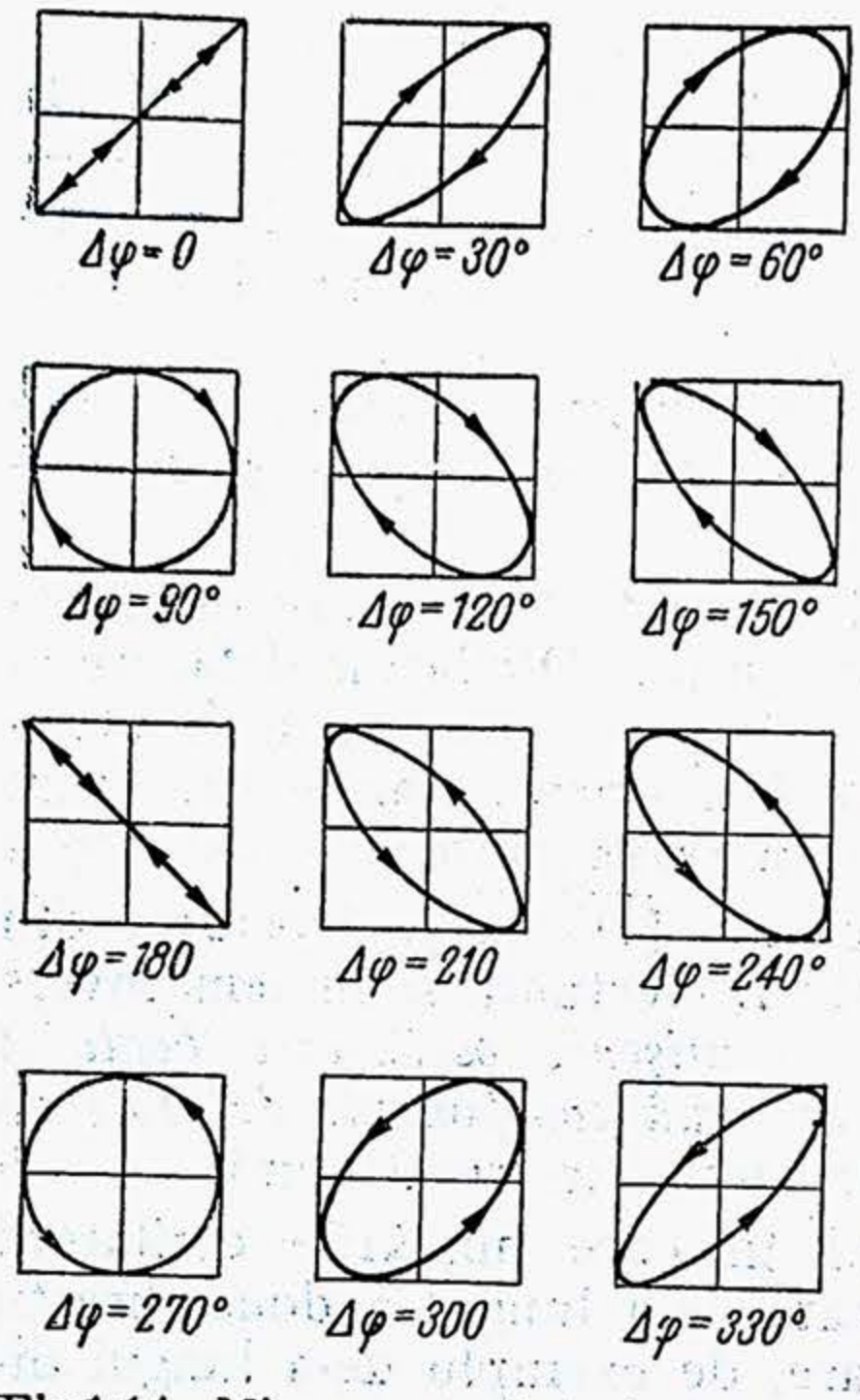


Fig.1.14. Mișcarea oscilatorie rezultantă obținută prin compunerea a două oscilații de aceeași frecvență îndreptate de-a lungul a două direcții perpendiculare între ele pentru diferite valori ale defazajului $\Delta\varphi$

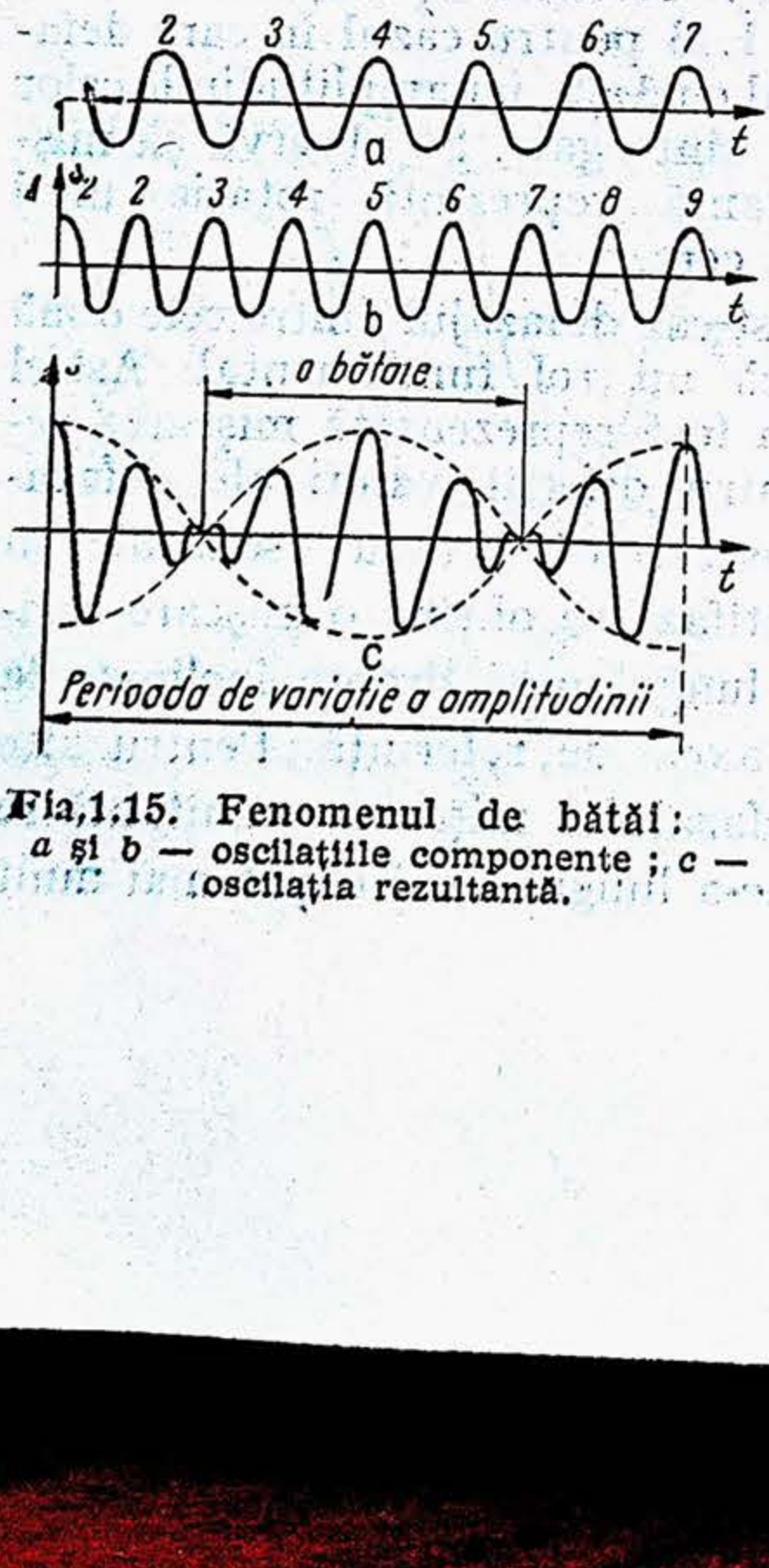


Fig.1.15. Fenomenul de bătăi: *a* și *b* — oscilațiile componente; *c* — oscilația rezultantă.

sau mai puțin alungite. Elipsa se transformă în cerc pentru $\Delta\varphi=\pi/2$ și $\Delta\varphi=3\pi/2$

Procedînd invers rezultă că *o mișcare oscilatorie care se execută de-a lungul unei linii drepte, cerc sau elipsă poate fi descompusă în două mișcări oscilatorii de-a lungul a două direcții perpendiculare între ele.* Astfel *mișcarea oscilatorie de-a lungul unei direcții poate fi descompusă în două mișcări oscilatorii de-a lungul a două direcții perpendiculare între ele, mișcările fiind în fază sau antifază după cum direcția inițială este situată în cadranele I și III, respectiv II și IV.* De asemenea *o mișcare oscilatorie după un cerc poate fi descompusă în două mișcări oscilatorii de-a lungul a două direcții perpendiculare între ele, între cele două componente existînd un defazaj* de $\pi/2$, respectiv $3\pi/2$ în funcție de sensul în care este parcurs cercul.

b. **Compunerea a două mișcări oscilatorii de frecvențe diferite.** Razele care generează cele două mișcări oscilatorii se rotesc cu viteze unghiulare diferite, deoarece frecvențele acestora sînt neegale. Aceasta înseamnă că în decursul mișcării între cele două raze nu se păstrează un unghi constant. Conform definiției, unghiul dintre cele două raze în momentul inițial reprezintă defazajul $\Delta\varphi$ dintre cele două mișcări. Singura deosebire față de cazul precedent constă în aceea că acest unghi nu se păstrează constant în timp.

Compunerea oscilațiilor îndreptate de-a lungul aceleiași direcții se face adunînd deplasările produse de cele două componente, evident cu semnele lor. Această operație a fost efectuată în fig. 1.15 pentru cazul a două mișcări oscilatorii s_1 și s_2 cu frecvențe foarte apropiate între ele și de amplitudini egale. Se observă că s-a obținut o undă mai complexă, caracterizată printr-o amplitudine variabilă în timp. Frecvența de variație a amplitudinii este egală cu diferența frecvențelor celor două mișcări oscilatorii componente. Acest proces prin care două os-

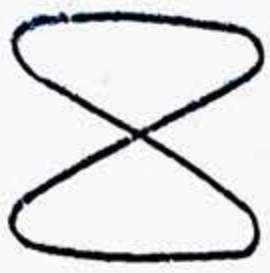


Fig.1.16. Mișcarea oscilatorie rezultantă obținută prin compunerea a două oscilații cu raportul frecvențelor 1 : 2 îndreptate de-a lungul a două direcții perpendiculare între ele în cazul în care defazajul este egal cu $\pi/2$

cilații de frecvențe puțin diferite dau naștere prin compunere la o oscilație rezultantă a cărei amplitudine variază în timp cu o frecvență egală cu diferența frecvențelor componentelor se numește *fenomenul de bătăi*. După cum se observă din fig. 1.15 frecvența bătăilor este de 2 ori mai mare decît cea a amplitudinii.

Cazul compunerii a două mișcări oscilatorii de frecvențe diferite îndreptate de-a lungul a două direcții perpendiculare între ele nu prezintă importanță pentru electronica cuantică. Totuși în fig. 1.16 a fost desenată oscilația rezultantă în cazul în care raportul frecvențelor este 1 : 2 iar diferența de fază este egală cu $\pi/2$.

1.1.3. OSCILAȚII PERIODICE

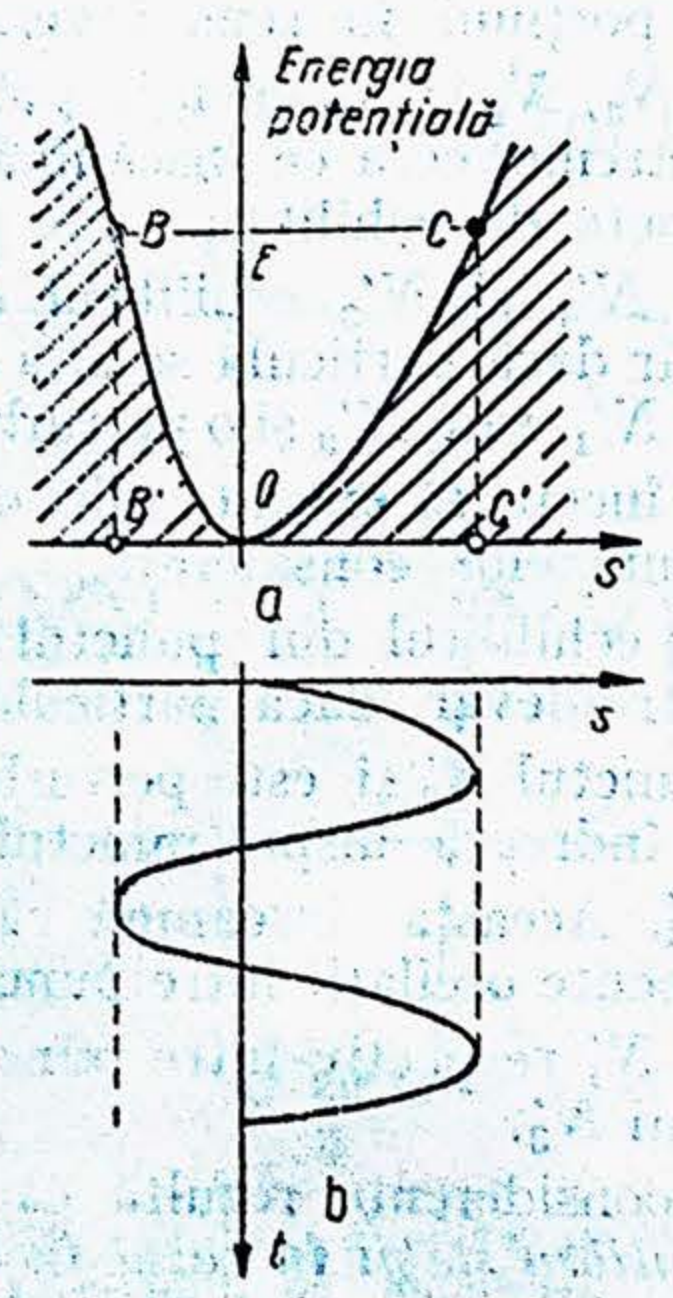


Fig.1.17. Curba de variație a energiei potențiale — *a* și forma oscilațiilor corespunzătoare — *b*

Oscilațiile armonice apar așa după cum s-a arătat în cazul în care forța de natură elastică care tinde să aducă corpul în poziția de echilibru este direct proporțională cu mărimea care oscilează. Energia potențială variază prin urmare după o parabolă. În cazurile în care curba de variație a energiei potențiale are o altă formă, oscilațiile își pierd caracterul de a fi armonice, adică nu mai pot fi puse sub forma expresiei (1.1).

Astfel să considerăm cazul unei particule care se mișcă sub acțiunea unei forțe ce derivă din energia potențială a cărei curbă de variație este reprezentată în fig. 1.17 *a*.

Raționînd în același mod se deduce că în cazul în care energia totală a sistemului este egală cu E particula execută oscilații între punctele B' și C'.

Poziția de echilibru a particulei este în punctul O deoarece în acest punct derivata este nulă și în consecință forța exercitată asupra particulei este de asemenea nulă.

Curba energiei potențiale nu este simetrică față de dreapta verticală care trece prin punctul de echilibru. Rezultă că osci-

laţiile de o parte şi de alta a poziţiei de echilibru sînt nesimetrice. Forma oscilaţiilor care apar în acest caz este reprezentată în fig. 1.17 *b*. Se observă că nu mai apare o sinusoidă ci o curbă care se bucură de proprietatea de a fi periodică, adică, de a se repeta identic de la o perioadă la alta. Asemenea oscilaţii se numesc *periodice*.

Unele particularităţi ale mişcării oscilatorii periodice pot fi obţinute din aspectul curbei de variaţie a energiei potenţiale. Astfel să considerăm cazul în care o particulă se deplasează pe axa *Ox* sub acţiunea unei forţe care derivă din energia potenţială a cărei curbă de variaţie este prerezentată în fig. 1.18.

Din caracterul descrescător sau crescător al energiei potenţiale se deduce că între punctele ON'_1 şi $N'_2 N'_3$ forţa ce se exercită asupra corpului, acţionează înspre dreapta, iar în celelalte porţiuni în sens invers.

În punctele N_1, N_2 şi N_3 energia potenţială prezintă extreme, ceea ce înseamnă că acestea sînt puncte de echilibru.

În punctele N'_1 şi N'_3 echilibrul este *stabil*. Într-adevăr dacă particula se află iniţial în punctul N'_1 sau N'_3 şi o perturbăm puţin, atunci ea începe să execute mici oscilaţii în jurul punctelor considerate.

Din contră, echilibrul din punctul N'_2 este *nestabil*. Într-adevăr, dacă particula se află iniţial în punctul N'_2 şi este perturbată atunci ea se va îndrepta înspre punctul N'_1 sau punctul N'_3. Aceasta înseamnă că ea va începe să execute oscilaţii între punctele $G'N'_2$ în jurul lui N'_1 respectiv între punctele $N'_2H'_2$ în jurul lui N'_3.

Din aceste considerente rezultă că *un punct este de echilibru stabil în cazul în care corespunde unui minim al energiei potenţiale, respectiv de echilibru instabil cînd corespunde unui maxim al energiei potenţiale.*

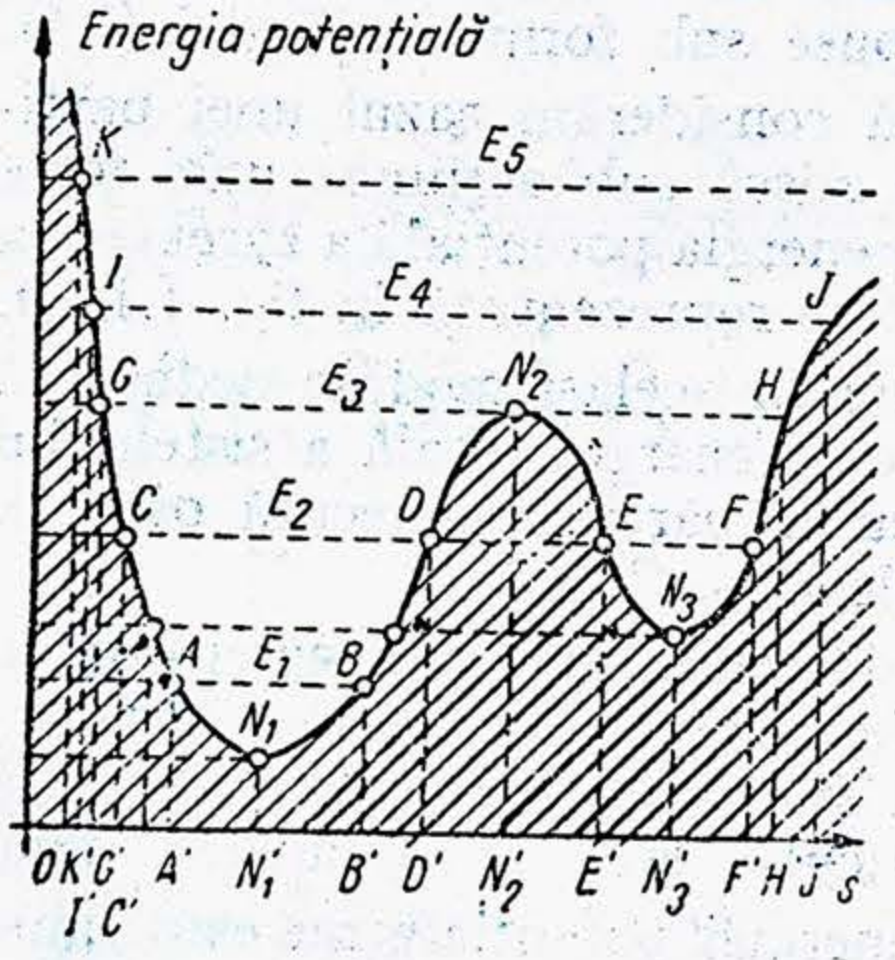


Fig.1.18. Curba de variaţie a energiei potenţiale

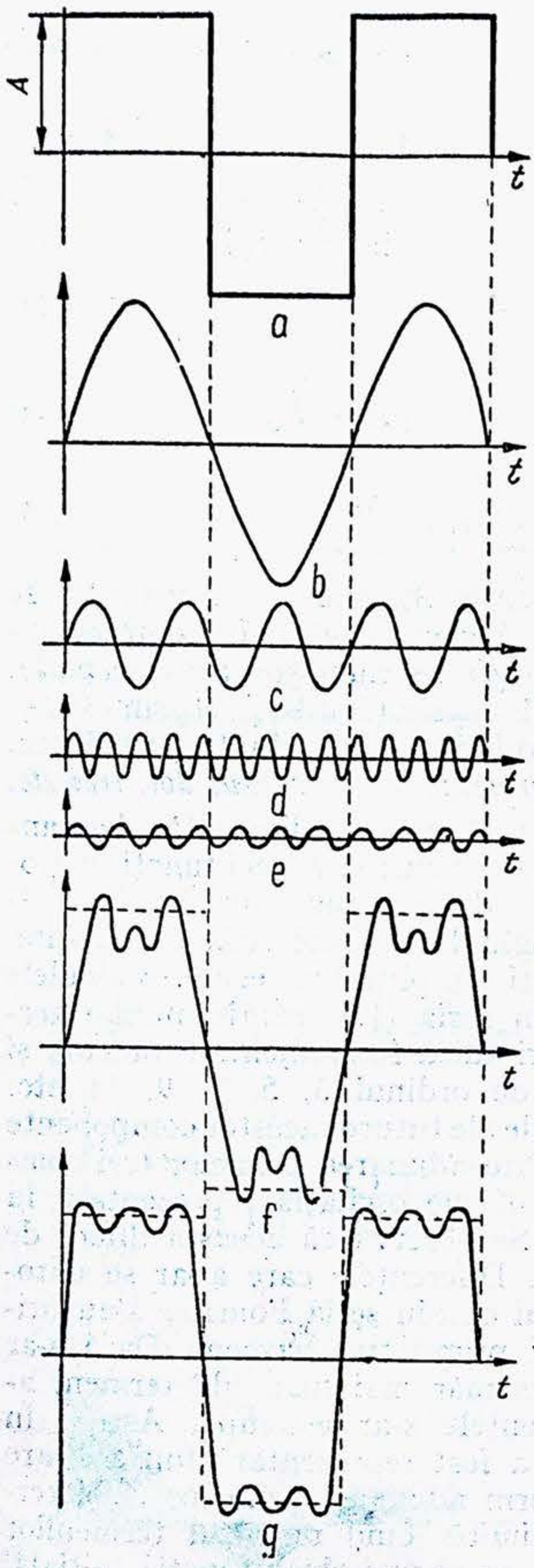


Fig.1.19. Analiza Fourrier a unei succesiuni de impulsuri:
a — seria de impulsuri ; *b* — fundamentală ; *c* — armonica a treia ; *d* — armonica a cincea ; *e* — armonica a șaptea ; *f* — semnalul obținut prin adunarea curbelor *b*, *c* și *d* ; *g* — semnalul obținut prin adunarea curbelor *b*, *c*, *d* și *e*.

Dacă sistemul are energia E_1 a tunci particula poate să oscileze numai între punctele A' și B' în jurul punctului de echilibru stabil N_1'.

În cazul în care sistemul are o energie mai mare și anume egală cu E_2, particula poate să oscileze numai în regiunea $C'D'$, respectiv $E'F'$, în funcție de poziția pe care o avea în momentul inițial. Dacă particula oscilează în regiunea $C'D'$ atunci ea nu poate să treacă în cealaltă regiune $E'F'$. Într-adevăr pentru a trece în cealaltă regiune, particula trebuie să „escaladeze" așa-numita barieră de potențial DN_2E care le desparte. Traversarea acestei bariere este însă imposibilă deoarece particula nu are suficientă energie pentru a învinge forța care i se opune în regiunea $D'N_2'E'$.

Dacă particula are energia E_4 atunci ea oscilează între punctele $I'J'$.

În sfîrșit dacă are energia E_5 atunci particula iese din cadrul figurii, deplasîndu-se spre infinit dacă în permanență energia potențială se păstrează sub valoarea E_5.

1.1.4. DEZVOLTAREA ÎN SERIE ȘI INTEGRALĂ FOURRIER

Operațiile cu oscilațiile periodice se simplifică foarte mult dacă se utilizează teorema lui Fourrier.

Teorema lui Fourrier arată că în anu mite condiții orice oscilație periodică $f(t$ cu perioada T poate fi pusă sub forma une sume infinite de forma :

$$f(t)=A_0+$$
$$A_1\cos\omega t+A_2\cos 2\omega t+A_3\cos 3\omega t+\ldots$$
$$B_1\sin\omega t+B_2\sin 2\omega t+B_3\sin 3\omega t+. \qquad (1.2)$$

unde $\omega=2\pi/T$

Această sumă se numește *seria Fourrier a funcției* $f(t)$.

Suma de mai sus poate fi pusă sub forma:

$$f(t)=A_0+C_1 \sin(\omega t+\gamma_1)+C_2 \sin(2\omega t+\gamma_2)+C_3 \sin(3\omega t+\gamma_3)+\ldots \quad (1.3)$$

avînd în vedere că în general:

$$A_n \cos n\,\omega t+B_n \sin n\,\omega t=C_n \sin(n\,\omega t+\gamma_n)$$

unde:

$$C_n=\sqrt{A_n^2+B_n^2} \quad (1.4)$$

și

$$\gamma_n=arc\,tg\,\frac{A_n}{B_n} \quad (1.5)$$

Componenta A_0 fiind o constantă se numește *componentă continuă*. Componenta $A_1 \sin(\omega t+\gamma_1)$ se numește *fundamentală*. Componentele $A_2 \sin(2\omega t+\gamma_2)$, $A_3 \sin(3\omega t+\gamma_3)$ etc., avînd pulsația dublă, triplă etc. se numesc *armonicele de ordinul doi, trei etc.*

În figura 1.19 este ilustrată descompunerea în serie Fourrier a unei funcții periodice formată dintr-o succesiune de impulsuri dreptunghiulare cu polarități alternante, de durate și amplitudini egale. Calculele arată că din seria (1.3) rămîn numai termenii impari adică fundamentala precum și armonicele de ordinul 3, 5, 7, 9, 11 etc. Fazele inițiale ale tuturor acestor componente sînt nule. Prin adunarea primelor trei componente se obține oscilația reprezentată în fig. 1.19 f. Se observă că aceasta diferă de cea inițială. Diferențele care apar se datoresc faptului că din seria Fourrier s-au utilizat numai primii trei termeni. Dacă s-ar utiliza un număr mai mare de termeni atunci diferențele s-ar estompa. Astfel, în fig. 1.19 *g* a fost reprezentată funcția care se obține prin adunarea primelor cinci termeni. La limită, cînd numărul termenilor este infinit, se obține chiar funcția inițială.

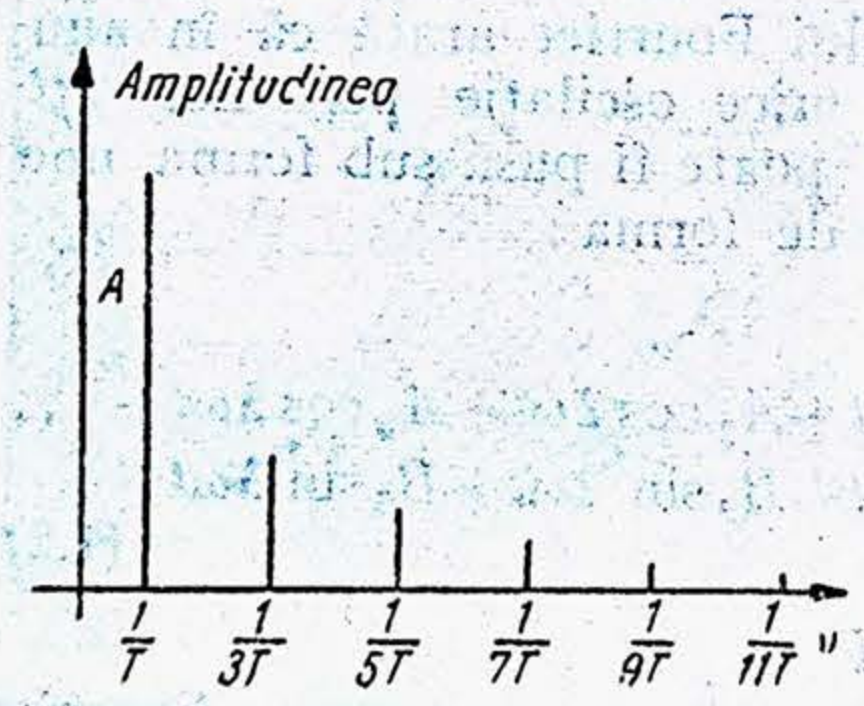


Fig.1.20. Spectrul funcției din fig. 1.19

Contribuția diferitelor componente la formarea funcției periodice considerate poate fi urmărită mai ușor dacă se construiește spectrul acesteia. În acest scop se trasează o

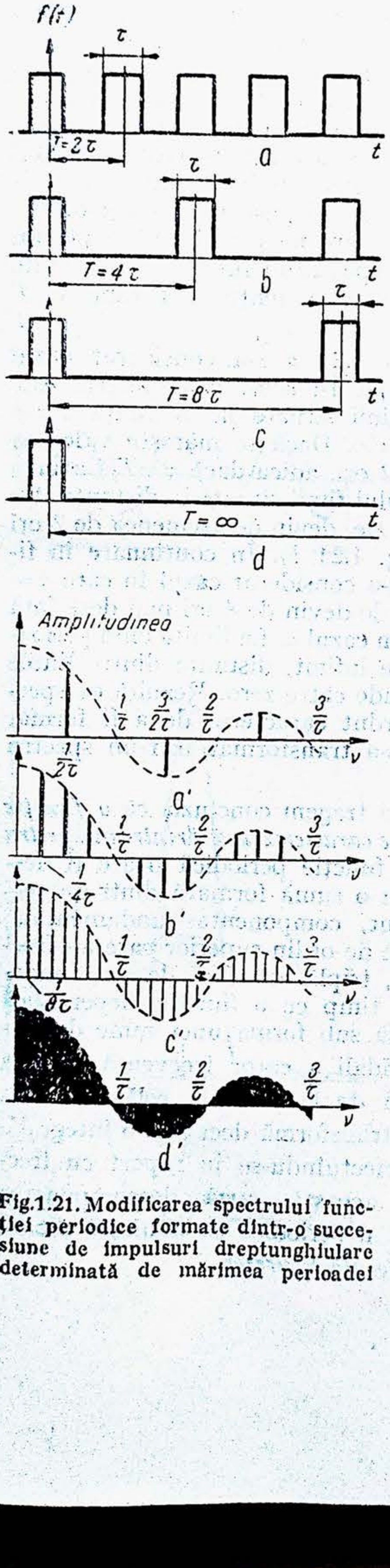


Fig.1.21. Modificarea spectrului funcției periodice formate dintr-o succesiune de impulsuri dreptunghiulare determinată de mărimea perioadei

dreaptă orizontală care este gradată în unități de frecvență. În dreptul frecvențelor care apar în seria Fourrier se trasează niște drepte verticale a căror înălțime este egală cu valorile coeficienților A_n și B_n, respectiv C_n, adică cu amplitudinile componentelor corespunzătoare.

În cazul exemplului considerat seria fiind formată numai din sinuși rezultă că toți coeficienții A_n sînt nuli ceea ce înseamnă că $C_n=B_n$. Procedînd în modul indicat se obține spectrul reprezentat în figura 1.20

Spectrul obținut este format dintr-un șir de linii verticale. Din această cauză un asemenea tip de spectru se numește *spectru discret sau de linii*.

Din cele prezentate putem să tragem concluzia că o *funcție periodică se caracterizează printr-un spectru discret*.

Spre deosebire de o funcție periodică, o funcție neperiodică se caracterizează printr-un spectru continuu. În acest scop vom considera o funcție periodică și vom urmări modul cum se modifică spectrul ei dacă se mărește treptat perioada. La limită cînd perioada este infinită, funcția și-a pierdut caracterul de a fi periodică, devenind neperiodică.

Astfel să considerăm o funcție formată dintr-o succesiune de impulsuri dreptunghiulare de durată τ care se succed cu frecvența $\nu=1/T$ unde T este perioada (fig.1.21). Calculele matematice arată că din seria (1.2) sînt diferite de zero numai componenta continuă și cele în cosinus. Avînd în vedere că $A_n \cos(n\omega t \pm \pi) = -A_n \cos n\omega t$, convenim să considerăm componentele în antifază ca avînd amplitudinea A_n negativă. Deși acest procedeu nu este corect, deoarece prin modul cum a fost definită amplitudinea este o mărime esențialmente pozitivă, el ne ajută să urmărim mai ușor fenomenele. Vîrfurile liniilor care formează spectrul acestei funcții se află dispuse pe o curbă care trece

de la valorile pozitive la negative și invers. Curba se anulează în dreptul șirului de frecvențe $1/\tau$, $2/\tau$, $3/\tau$,... Acest șir de frecvențe nu depinde de valoarea perioadei T din care cauză vîrfurile liniilor care alcătuiesc spectrul funcțiilor cu aceeași valoare a duratei impulsurilor τ, însă cu frecvența de repetiție variabilă sînt dispuse pe aceeași curbă. Această constatare ne permite să explicăm modificarea spectrului funcției considerate în cazul în care τ se menține constant, iar T se mărește.

În figura 1.21 *a* s-a considerat cazul în care $\tau=T/2$. În acest caz spectrul este format din linii situate la distanța $1/\tau=2/T$ între ele. Dacă se mărește valoarea perioadei de 2 ori, adică dacă $\tau=T/4$ atunci liniile spectrului fiind situate la distanța $1/\tau=4/T$ între ele, devin de asemenea de 2 ori mai dese (fig. 1.21 *b*). În continuare în figura 1.21 *c* s-a considerat cazul în care $\tau=1/8\ T$. Liniile devin de 4 ori mai dese față de situația din cazul *a*. La limita cînd perioada tinde spre infinit, distanța dintre liniile spectrului tinde către zero. Rezultă că spectrul și-a pierdut caracterul de a fi format din linii și s-a transformat într-un spectru continuu.

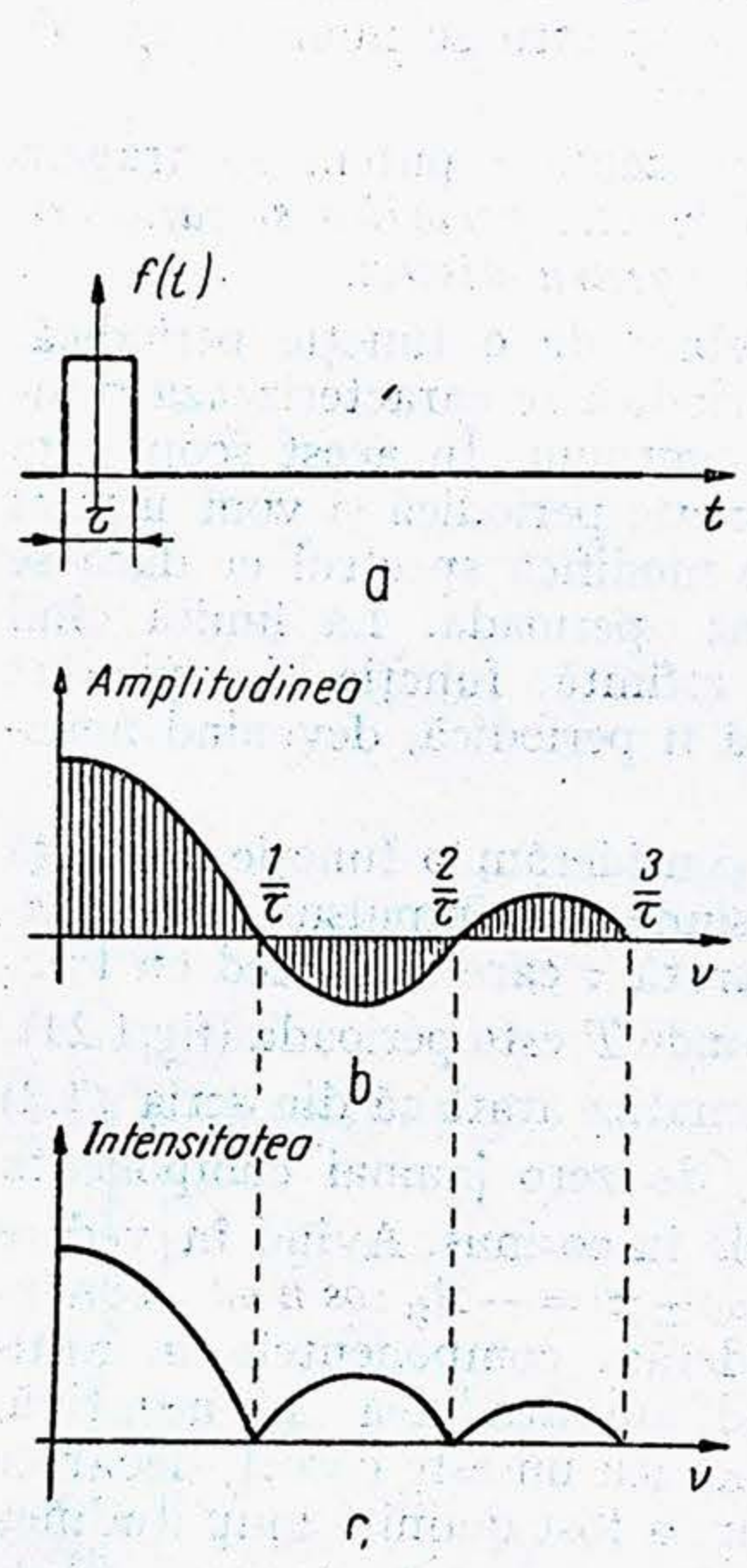


Fig.1.22. Spectrul amplitudinilor —*b* și spectrul de putere —*c* al unei funcții formate dintr-un impuls izolat —*a*

Putem să tragem concluzia că *o funcție neperiodică se caracterizează printr-un spectru continuu.* O funcție periodică poate fi descompusă într-o sumă formată dintr-un termen constant, componenta fundamentală, și armonicele de ordin superior care au frecvența dublă, triplă etc. față de cea fundamentală, în timp ce o funcție neperiodică poate fi pusă sub forma unei sume de termeni sinusoidali a căror frecvență variază foarte puțin de la unul la celălalt. Seria Fourrier se transformă deci într-o integrală, integrarea efectuîndu-se în raport cu frecvența. Din această cauză, descompunerea unei funcții neperiodice se numește *dezvoltarea în integrală Fourrier.*

În spectrul reprezentat în fig. 1.20 intervin amplitudinile diverselor componente care prin adunare formează funcția considerată. În general este mai convenabil să lucrăm cu *spectrul de putere* în care în locul amplitudinilor se reprezintă intensitatea oscilațiilor. Reamintim că intensitatea este proporțională cu pătratul amplitudinii. Spectrul de putere ne permite să ne facem o imagine despre modul cum este repartizată puterea între componentele cu diferite frecvențe.

Menționăm că în cele ce urmează vom lucra exclusiv cu spectrul de putere. Pentru simplificarea limbajului vom utiliza întotdeauna noțiunea de spectru în sensul de spectru de putere.

Cu ajutorul rezultatelor obținute în fig. 1.21 putem să trasăm spectrul de putere al unui impuls izolat (fig. 1.22).

După cum se observă din această figură cea mai importantă porțiune a spectrului este cuprinsă în intervalul de frecvențe situat între 0 și $1/\tau$. Convenim să notăm cu Δt și $\Delta\nu$ intervalele de timp și respectiv de fracvență care cuprind porțiunile cele mai importante ale funcției, respectiv ale spectrului ei. În cazul considerat $\Delta\nu = 1/\tau$ și $\Delta t = \tau$ de unde se deduce că :

$$\Delta t \cdot \Delta\nu = 1 \qquad (1.6)$$

Această relația are un caracter general deoarece ea se păstrează pentru toate tipurile de funcții neperiodice, după cum se poate constata din următoarele două exemple.

Primul exemplu se referă la cazul unei oscilații armonice cu frecvența ν_0, care nu se extinde de la $-\infty$ la $+\infty$ ci durează un interval de timp finit Δt. Cu toate că în interiorul intervalului de timp Δt ea se reproduce identic de la o perioadă la alta, această funcție nu este periodică. Într-adevăr, în afara intervalului de timp Δt ea se anulează. Evident toate oscilațiile reale pe

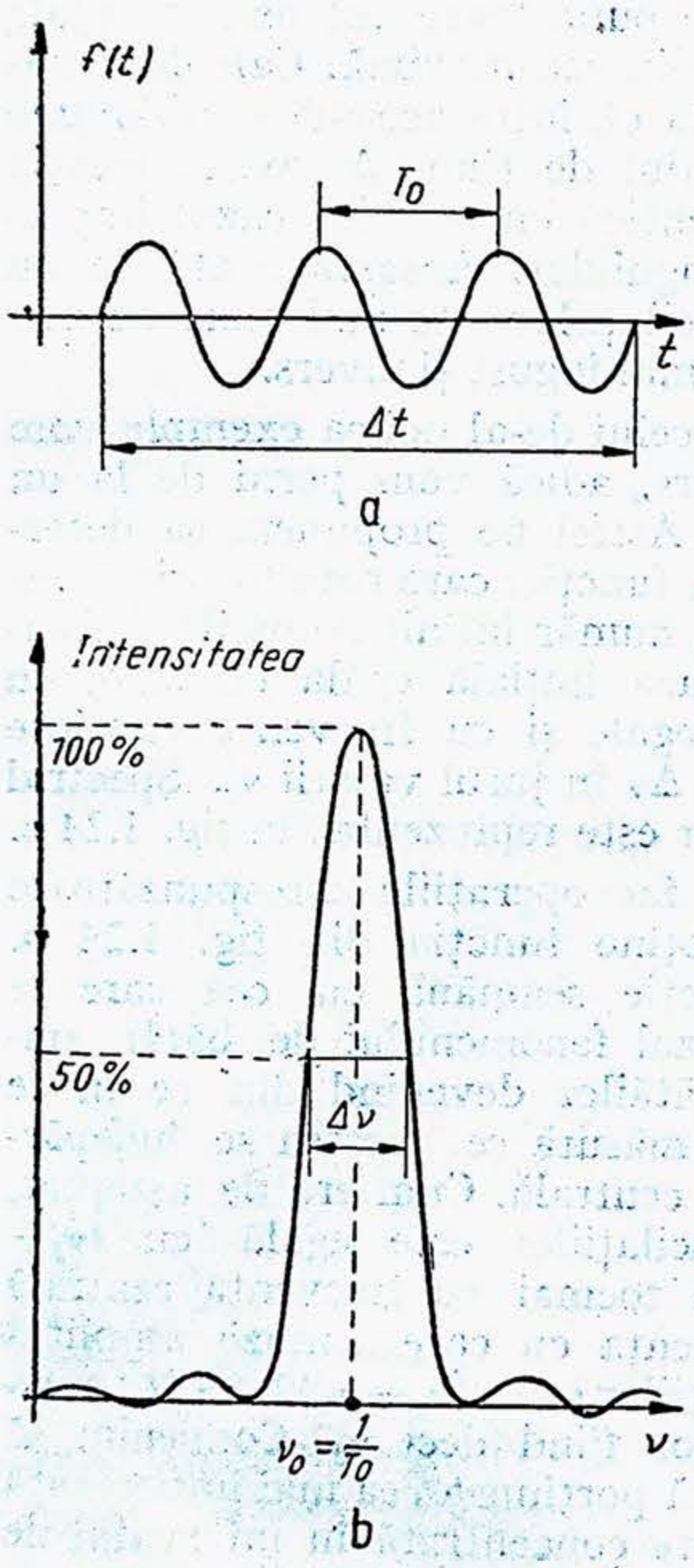


Fig.1.23. Funcția sinusoidală limitată în timp —*a* și spectrul ei —*b*

care noi le considerăm teoretic că se extind de la $-\infty$ la $+\infty$ sînt în realitate limitate în timp, ceea ce justifică studiul acestui exemplu.

Spectrul acestei oscilații limitate în timp este reprezentat în fig. 1.23. Se observă că în dreptul frecvenței ν_0 apare un maxim foarte puternic care este urmat apoi de un șir de maxime mai mici. Convenim să caracterizăm lărgimea spectrului prin mărimea $\Delta\nu$ denumită *semilărgime* care reprezintă intervalul de frecvențe cuprins între punctele corespunzătoare intensității egale cu jumătate din cea maximă. Calculele matematice arată că între această semilărgime $\Delta\nu$ și intervalul de timp Δt există relația $\Delta\nu \cdot \Delta t = 1$ identică cu cea din cazul impulsului dreptunghiular. Aceasta arată că cu cît durata oscilațiilor este mai mare cu atît spectrul este mai îngust și invers.

În cazul celui de-al doilea exemplu vom proceda invers, adică vom porni de la un spectru dat. Astfel ne propunem să determinăm forma funcției care rezultă prin compunerea unui număr infinit de oscilații sinusoidale cu faza inițială egală cu zero, cu amplitudini egale și cu frecvențe cuprinse în intervalul $\Delta\nu$ în jurul valorii ν_0. Spectrul corespunzător este reprezentat în fig. 1.24 *a*.

Dacă se fac operațiile corespunzătoare atunci se obține funcția din fig. 1.24 *b*. Această funcție seamănă cu cea care se obține în cazul fenomenului de bătăi, amplitudinile bătăilor devenind din ce în ce mai mici pe măsură ce acestea se îndepărtează de cea centrală. Cum era de așteptat, frecvența oscilațiilor este egală cu $(\nu_1 + \nu_2)/2$ adică tocmai cu frecvența centrală ν_0, iar frecvența cu care variază amplitudinea oscilațiilor este $(\nu_1 - \nu_2)2 = \nu_0/2$, frecvența bătăilor fiind deci ν_0. Convenim să considerăm că porțiunea cea mai importantă a funcției este concentrată în intervalul de timp Δt cuprins între punctele situate la mijlocul distanței dintre origine și timpi-

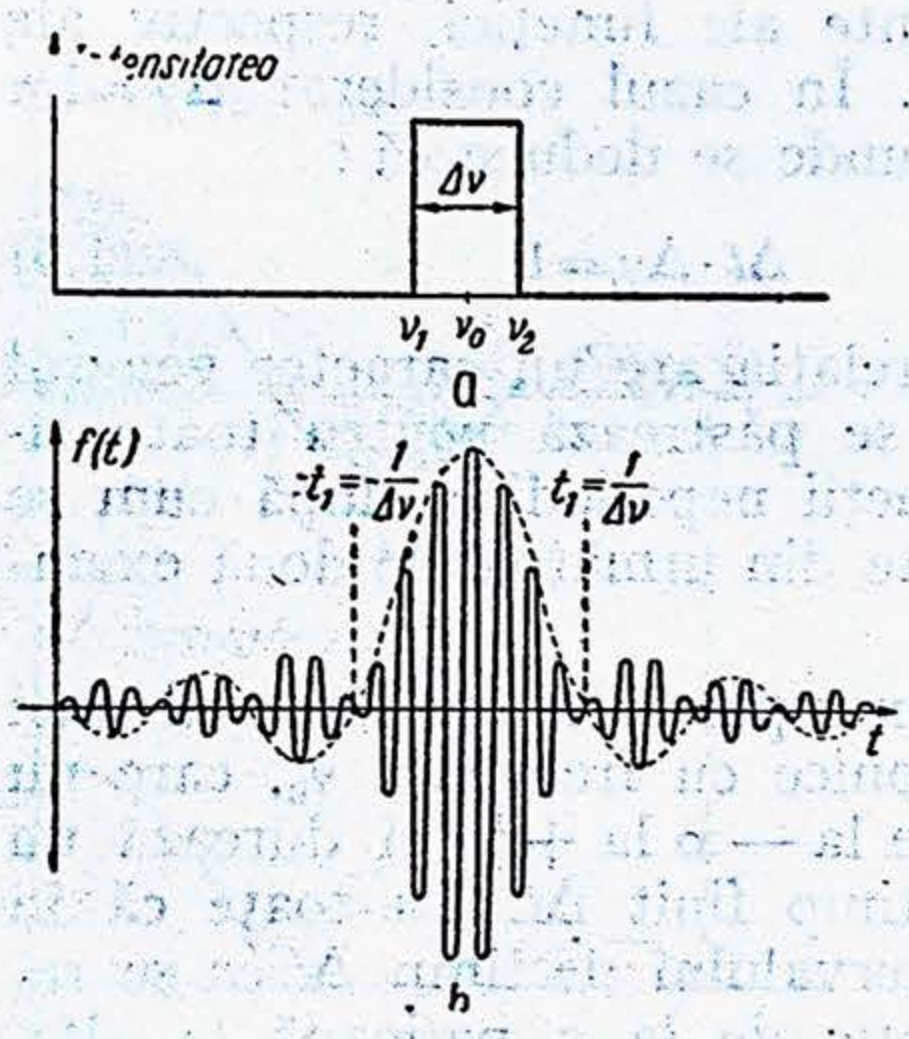


Fig.1.24. Spectrul de forma unei bande de lărgime $\Delta\nu$ în jurul frecvenței ν_0—*a* și funcția de timp corespunzătoare —*b*.

—t_1 și t_1 corespunzători momentelor în care se anulează amplitudinea oscilațiilor.

Și în acest caz între intervalul de timp Δt și intervalul de frecvență $\Delta\nu$ se păstrează aceeași relație $\Delta\nu \cdot \Delta t = 1$.

Și din acest exemplu putem să verificăm concluzia că *între durata unei funcții neperiodice și extinderea spectrului ei există un raport invers: cu cît durata este mai scurtă cu atît spectrul este mai larg și invers.*

1.1.5. OSCILAȚII AMORTIZATE LIBERE

În continuare vom considera sistemele oscilante în care apar pierderi de energie. Pierderile de energie pot să apară din mai multe cauze. Ne vom limita la cazurile în care pierderile de energie se datoresc unei forțe de frecare de natură vîscoasă, care are modulul proporțional cu viteza și care este îndreptată în sensul invers mișcării (fig. 1.25). Asupra corpului acționează deci două forțe: una de natură elestică exercitată de resort proporțională cu distanța și alta de natură vîscoasă exercitată de pistonul cu aer proporțională cu viteza. Deoarece forța de frecare nu este conservativă rezultă că aceasta nu derivă dintr-o energie potențială.

Fig.1.25. Sistem oscilant amortizat.

Prezența acestei forțe de frecare determină ca o parte din energia sistemului să se piardă. Într-adevăr, pentru învingerea forței de frecare vîscoase corpul trebuie să efectueze un lucru mecanic. Energia cheltuită în acest scop nu mai este înapoiată sistemului cum se întîmplă în cazul forțelor elastice, ci transformată în alte forme de energie.

Existența pierderilor de energie determină ca oscilațiile libere ale sistemului, care apar după ce acesta a fost inițial perturbat din starea de echilibru și apoi lăsat liber

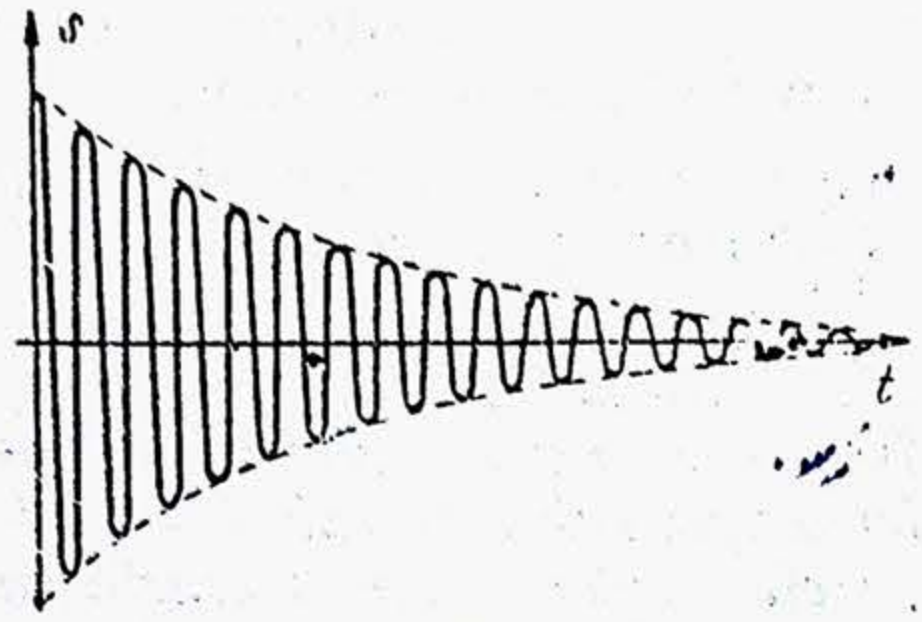


Fig.1.26. Oscilații amortizate

să evolueze, să aibă forma din fig. 1.26. Oscilațiile au frecvența ν_0 practic egală cu cea din cazul în care s-ar neglija frecările însă amplitudinea lor scade exponențial în timp. Oscilațiile care apar în acest caz avînd o amplitudine care scade exponențial în timp se numesc *oscilații amortizate.*

Pentru caracterizarea pierderilor de energie ale unui sistem oscilant, indiferent de natura sa, se utilizează așa-numitul factor de calitate notat cu litera Q. Prin definiție, factorul de calitate Q este egal cu produsul dintre 2π și raportul dintre energia acumulată într-un ciclu și energia pierdută de asemenea într-un ciclu, adică

$$Q=2\ \pi.\frac{\textit{energia acumulată într-un ciclu}}{\textit{energia pierdută într-un ciclu}} \quad (1.7)$$

Din această definiție se constată că cu cît pierderile de energie ale sistemului sînt mai mici, adică cu cît calitatea acestuia este mai bună, cu atît factorul de calitate Q are o valoare mai mare justificîndu-se astfel denumirea care i-a fost dată.

Timpul în care oscilațiile sistemului se anulează este teoretic infinit deoarece amplitudinea acestora scade exponențial în timp. Din această cauză s-a convenit să se introducă mărimea τ denumită *timp de relaxare*, care reprezintă intervalul de timp în care energia sistemului scade de e ori (fig. 1.27).

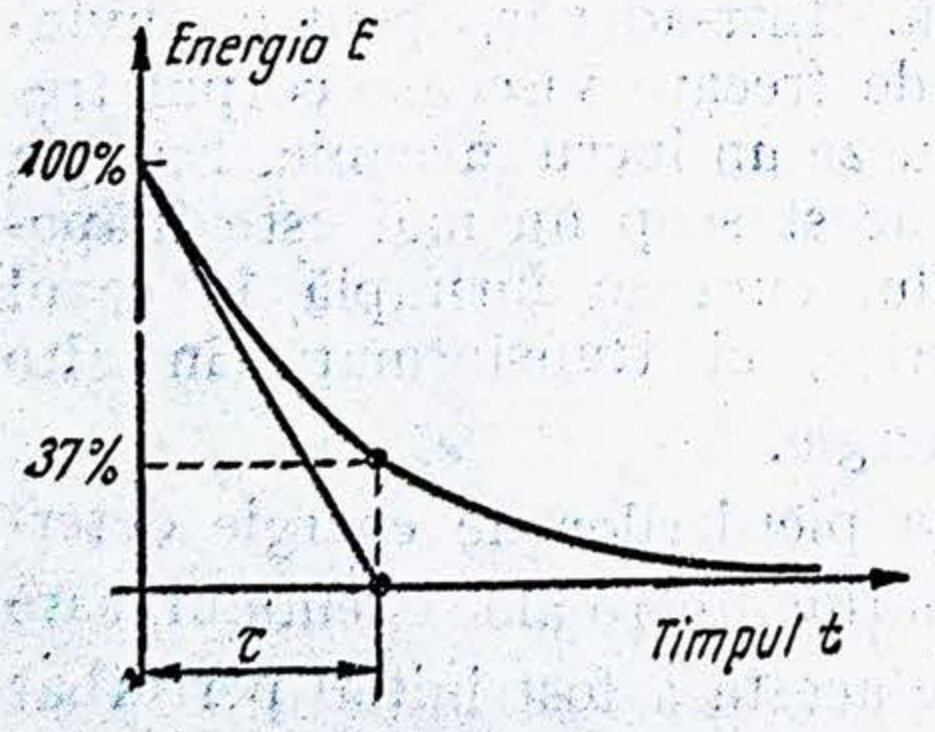


Fig.1.27. Timpul de relaxare

Timpul de relaxare descrie rapiditatea cu care un sistem oscilant inițial perturbat și apoi lăsat liber să oscileze se relaxează, adică revine în starea de repaus, justificîndu-se denumirea dată acestei mărimi.

Calculele arată că între timpul de relaxare τ, frecvența oscilațiilor ν_0 și factorul de calitate Q există relația $Q=\nu_0.\ \tau$.

Oscilațiile care apar în acest caz fiind amortizate nu se mai repetă identic de la o perioadă la alta. Prin urmare ele sînt neperiodice și în consecință se caracterizează prin-

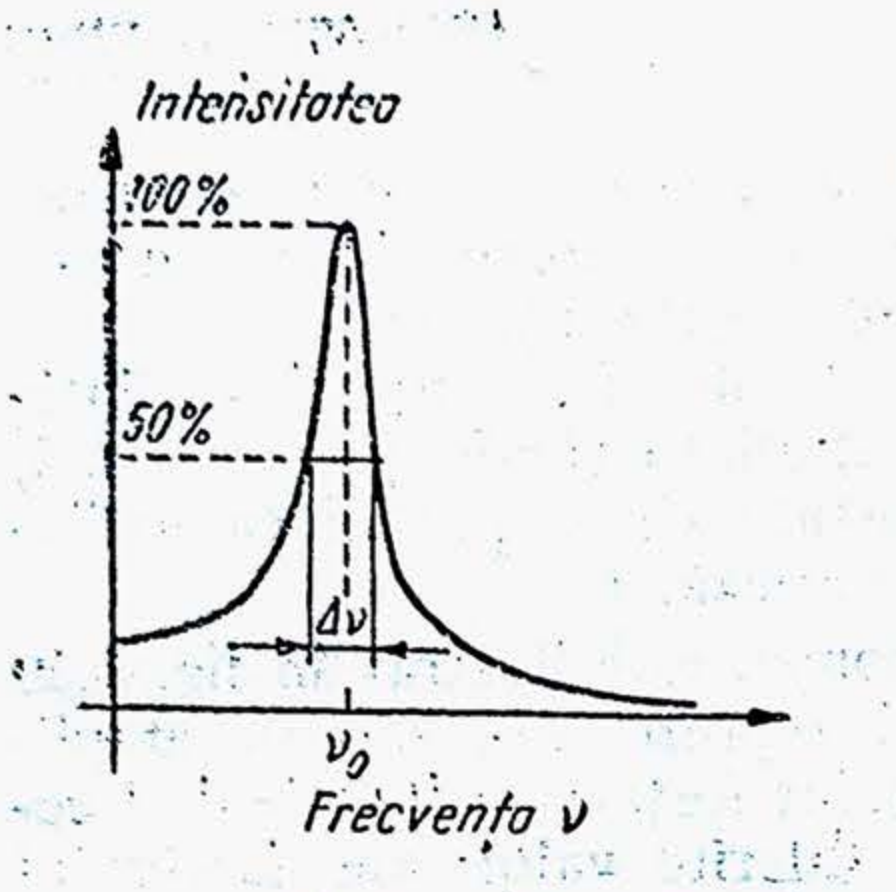


Fig.1.28. Spectrul oscilațiilor amortizate

tr-un spectru continuu. Spectrul oscilațiilor amortizate este prezentat în fig. 1.28. Maximul apare, cum era și firesc, în dreptul frecvenței ν_0 a oscilațiilor amortizate.

Convenim de asemenea să caracterizăm spectrul prin semilărgimea $\Delta\nu$, definită ca intervalul de pe scara frecvențelor cuprins între punctele în care intensitatea scade la jumătate din cea maximă.

Calculele matematice conduc la relația $\tau\Delta\nu=1$ ceea ce înseamnă că cu cît un sistem are un timp de relaxare mai mare, cu atît spectrul oscilațiilor libere este mai îngust și invers.

Avînd în vedere că între factorul de calitate Q, frecvența oscilațiilor amortizate ν_0 și timpul de relaxare τ există relația $\nu_0.\tau=Q$, rezultă că : $Q=\omega_0/\Delta\omega=\nu_0/\Delta\nu$.

Factorul de calitate reprezintă deci raportul dintre frecvența oscilațiilor amortizate libere ν_0 și semilărgimea $\Delta\nu$ a spectrului lor. Această relație arată că cu cît un sistem oscilant are un factor de calitate mai mare, cu atît spectrul oscilațiilor sale libere este mai îngust și invers. Aceasta era de așteptat, deoarece un sistem cu un factor de calitate mai mare are pierderi de energie mai mici și în consecință are un timp de relaxare mai mare.

1.1.6. OSCILAȚII ARMONICE FORȚATE

În paragrafele precedente s-au studiat oscilațiile libere, adică oscilațiile care apar după ce sistemul a fost inițial perturbat și lăsat apoi să evolueze în mod liber. Apar însă în mod frecvent situații în care o forță acționează în mod permanent asupra unui sistem oscilant. Astfel să considerăm cazul în care asupra sistemului oscilant din fig. 1.29 acționează o forță F. Dacă forța este constantă în timp atunci corpul se va deplasa pe o anumită distanță și va rămîne în această poziție. Dacă forța F este însă oscilatorie

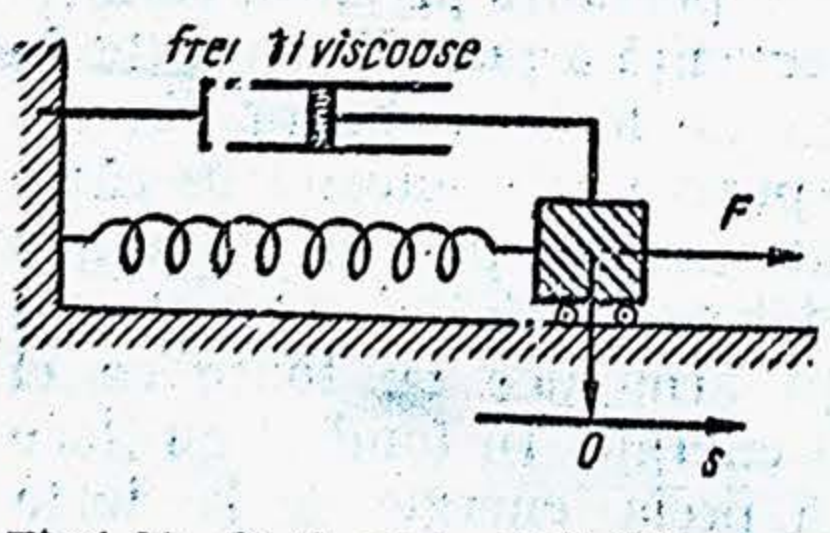


Fig.1.29. Obținerea oscilațiilor forțate într-un oscilator amortizat

atunci corpul va începe să oscileze cu o frecvență egală cu cea a forței. Se afirmă că sistemul execută *oscilații forțate.*

Dacă se schimbă frecvența de oscilație a forței, amplitudinea rămînînd constantă, atunci se constată că amplitudinea oscilațiilor forțate variază.

Acest fenomen este ilustrat în fig. 1.30 în care a fost reprezentată variația amplitudinii oscilațiilor forțate în funcție de frecvență pentru diferite valori ale factorului de calitate, amplitudinea forței din exterior păstrîndu-se constantă.

Din această figură se observă că amplitudinea oscilațiilor forțate este maximă în situația în care frecvența forței aplicate din exterior este egală cu frecvența proprie de oscilație a sistemului. Acest fenomen prin care amplitudinea oscilațiilor forțate ale unui sistem oscilant devine maximă în situația în care frecvența forței aplicate din exterior este egală cu frecvența pe care acesta oscilează liber se numește *rezonanță.*

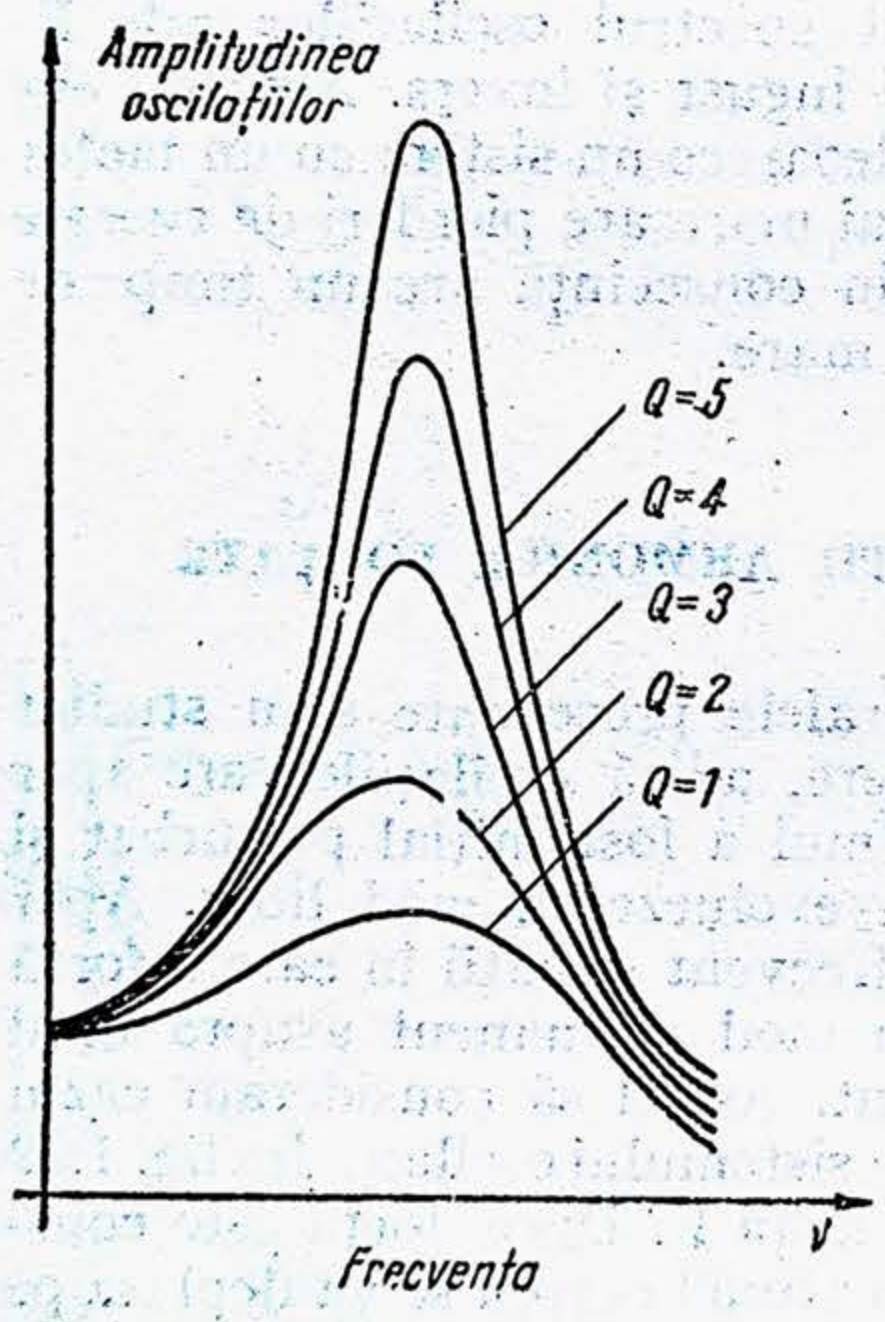


Fig.1.30.Variația amplitudinilor oscilațiilor forțate în funcție de frecvență pentru diferite valori ale factorului de calitate

Din curbele reprezentate în fig. 1.30 se observă că la rezonanța amplitudinea oscilațiilor devine cu atît mai mare cu cît sistemul are un factor de calitate mai bun. Lăsăm pe seama cititorului să verifice că amplitudinea oscilațiilor la rezonanță este de Q ori mai mare decît cea care apare la frecvențe joase. Factorul de calitate poate fi deci interpretat ca un factor de amplificare la rezonanță al oscilațiilor sistemului.

O deosebită importanță prezintă variația în funcție de frecvență a puterii injectate în sistemul oscilant de forța aplicată din exterior. Această putere este folosită de către sistemul oscilant integral pentru acoperirea pierderilor. Astfel se explică de ce sistemul execută oscilații armonice cu toate că el pierde continuu energie. În fond el nu face altceva decît să preia energie de la forța aplicată din exterior și să-și acopere propriile pierderi de energie. Pierderile de energie sînt cu atît mai ridicate cu cît ampli-

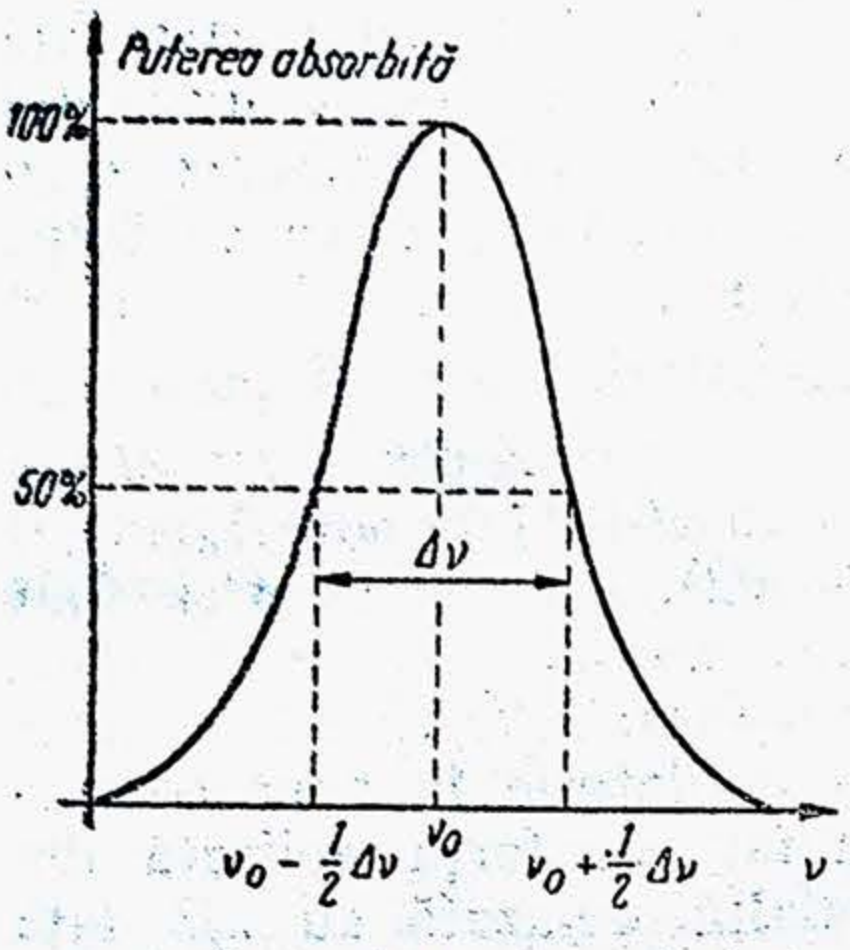


Fig.1.31. Variația puterii absorbite în funcție de frecvență

tudinea oscilațiilor este mai mare. Rezultă că la rezonanță puterea injectată în sistemul oscilant de forța din exterior este maximă.

Curba de variație a puterii injectate de forța din exterior, deci a puterii absorbite de circuitul oscilant în funcție de frecvență, pentru o anumită valoare a factorului de calitate este reprezentată în fig. 1.31. Această curbă se numește *curba de rezonanță* a sistemului.

În funcție de pierderile de energie ale sistemului , curba de absorbție a puterii poate să fie mai îngustă sau mai largă. Pentru caracterizarea ei se utilizează mărimea $\Delta\nu$ denumită *semilărgime*, care reprezintă diferența dintre frecvențele punctelor corespunzătoare puterii egale cu jumătate din cea maximă.

Este desigur interesant să facem o comparație între spectrul oscilațiilor libere ale unui sistem și curba sa de rezonanță. Dacă sistemul are pierderi mici de energie, adică dacă are un factor de calitate ridicat atunci cele două curbe sînt practic identice. Aceasta înseamnă că semilărgimea curbei de rezonanță este egală cu semilărgimea spectrului oscilațiilor libere, ambele fiind invers proporționale cu factorul de calitate, respectiv cu timpul de relaxare.

Mecanismul absorbției puterii de l forța exterioară prezintă o importanță deosebită, din care cauză în cele ce urmează îl vom studia mai detaliat. Să considerăm că legea de variație a forței F aplicată din exterior este $F = F_{max} \sin \omega t$ unde F_{max} este amplitudinea acesteia. Sub acțiunea acestei forțe oscilatorul execută o mișcare care poate fi pusă sub forma : $s = A \sin(\omega t + \varphi)$. Mărimea φ reprezintă defazajul dintre forța aplicată din exterior și mișcarea oscilatorie. Curba de variație a defazajului φ cu frecvența ν este reprezentată în fig. 1.32. Se observă că la rezonanță $\varphi = 0$ ceea ce înseamnă că mișcarea oscilatorie este în fază cu forța

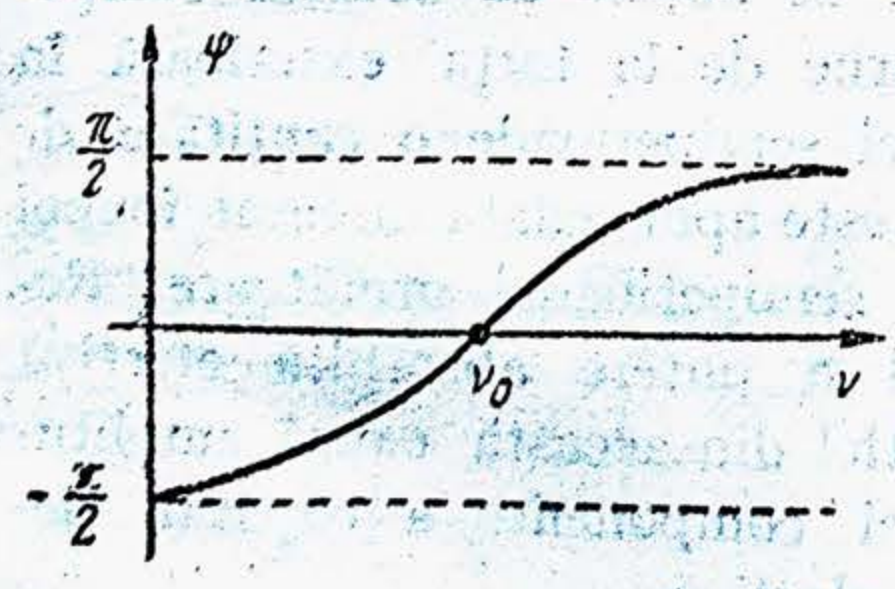
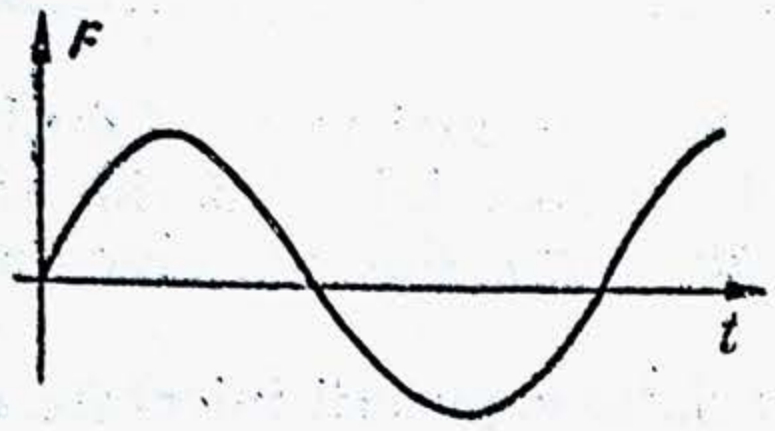


Fig.1.32. Variația unghiului de defazaj φ cu frecvența ν.



aplicată din exterior. În domeniul frecvențelor foarte mici, respectiv foarte mari față de cea de rezonanță $\varphi=-\pi/2$ respectiv $\varphi=+\pi/2$ ceea ce înseamnă că mișcarea oscilatorie este în cuadratură cu cea a forței aplicate din exterior.

Mișcarea oscilatorie poate fi pusă sub forma $s=A\sin(\omega t+\varphi)=A\cos\varphi\ sin\ \omega t+A\sin\varphi\cos\omega t=A_p\sin\omega t+A_l\cos\omega t=A_p\sin\omega\cdot t+A_l\sin(\omega\cdot t-\pi/2)$. $A_p=A\ cos\ \varphi$ și $A_l=A\ sin\ \varphi$ se numesc *amplitudinea de absorbție*, respectiv *amplitudinea elastică*. S-a descompus astfel mișcarea oscilatorie în două componente: una în fază cu forța aplicată din exterior și cealaltă defazată cu $\pi/2$ față de aceasta, efectuîndu-se astfel operația inversă celei prezentate în § 1.1.2 (fig. 1.33).

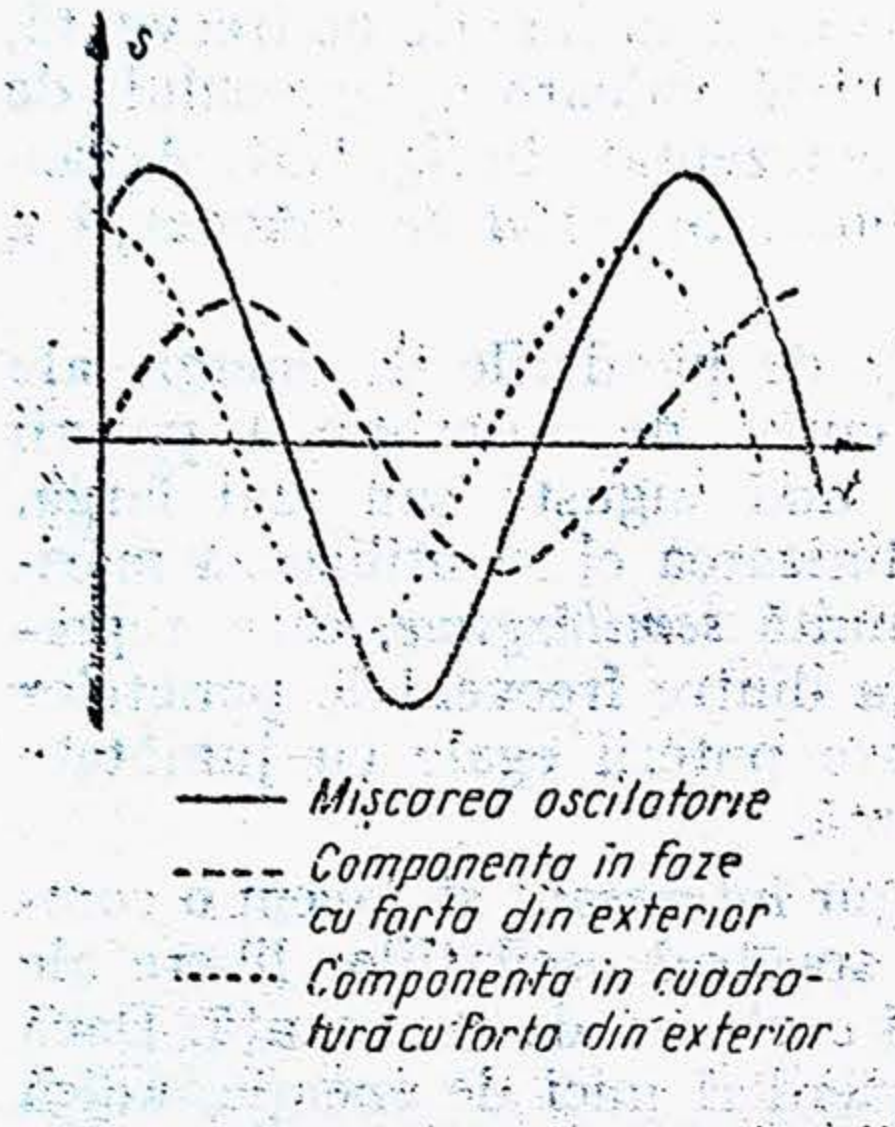


Fig. 1.33. Descompunerea mișcării oscilatorii în două componente, una în fază cu forța aplicată din exterior și cealaltă defazată cu $\pi/2$ față de aceasta

Amplitudinea de absorbție și cea elastică variază cu frecvența, deoarece atît A_p cît și A_l depind de unghiul φ. Efectuînd analitic sau grafic calculele se obțin curbele de variație din fig. 1.34.

Din această figură se observă că amplitudinea de absorbție are o curbă de variație asemănătoare cu cea a puterii absorbite. Dealtfel din această cauză a căpătat această denumire. Aceasta se explică ușor avînd în vedere că componenta $A_p\ sin\ \omega t$ este în fază cu forța $F_{max}\ sin\ \omega t$ aplicată din exterior.

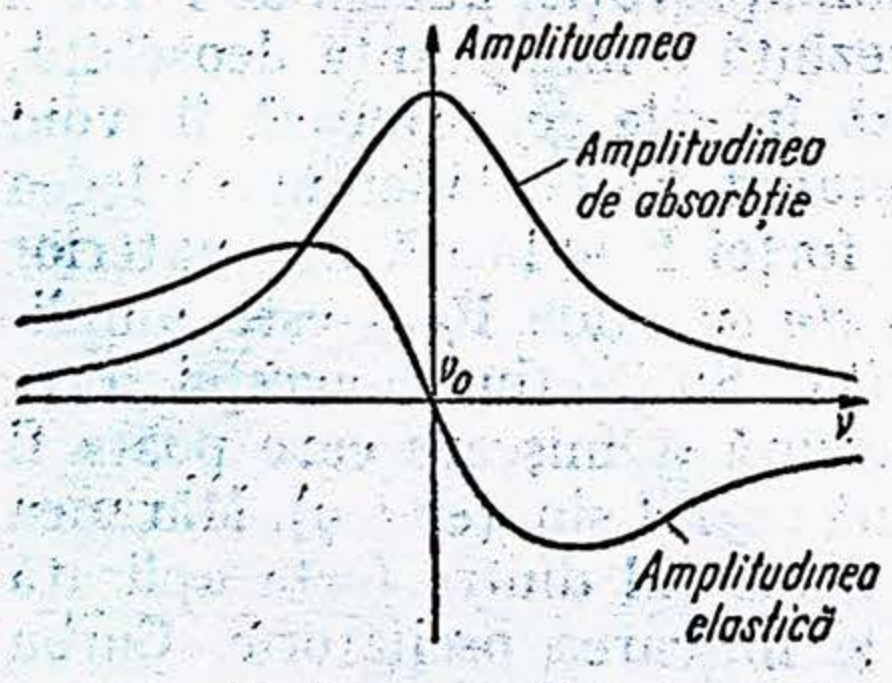


Fig.1.34. Variația amplitudinii de absorbție și a amplitudinii elastice în funcție de frecvență

Cealaltă componentă fiind defazată cu $\pi/2$ nu contribuie la o absorbție efectivă de putere. Într-adevăr, dacă se fac calcule relativ simple se obține că această componentă absoarbe de la forța exterioară în decursul unei semiperioade o cantitate de energie care este apoi cedată integral înapoi în decursul semiperioadei următoare. Rezultă astfel o putere absorbită efectivă nulă. De altfel din această cauză amplitudinea acestei componente a căpătat denumirea de elastică.

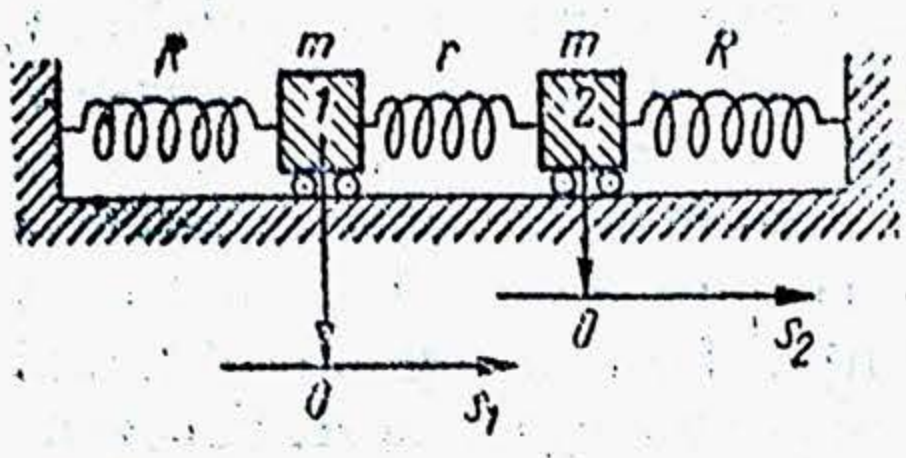


Fig.1.35. Sistem oscilant format din doi oscilatori cuplați

1.1.7. OSCILAȚII CUPLATE

Unele sisteme oscilante pot avea o structură mai complicată. Astfel ele pot să fie formate din două sau mai multe elemente care oscilează și între care în general există cuplaje.

Unele particularități ale acestor oscilații denumite *cuplate* pot fi puse în evidență cu ajutorul celui mai simplu sistem format din două corpuri de masă m egale conectate la extremitățile a două resorturi R identice, celelalte extremități fiind fixate la doi pereți verticali și între care există un cuplaj determinat de resortul r din mijloc care este diferit de celelalte două (fig. 1.35). Sistemul poate fi considerat că este format din doi oscilatori realizați fiecare din cîte un corp și un resort R extrem, între care se realizează un cuplaj cu ajutorul resortului r intermediar.

Fenomenele sînt mai ușor de urmărit dacă neglijăm pierderile de energie, ceea ce înseamnă că energia totală a sistemului formată din energiile cinetice ale celor două corpuri și din energiile potențiale acumulate în cele trei resorturi, rămîne constantă în timp.

Oscilațiile libere care apar într-un asemenea sistem depind în mod esențial de felul cum este perturbat în momentul inițial.

Există două moduri particulare de perturbare în care oscilațiile au forma cea mai simplă cu putință. Aceste moduri se numesc *moduri normale* sau *fundamentale*.

Primul mod normal de oscilație apare în cazul în care în momentul inițial cele două corpuri sînt deplasate în aceeași direcție, de exemplu înspre dreapta, cu aceeași distanță A și apoi sînt lăsate liber să oscileze (fig. 1.36). Deoarece cele două resorturi R extreme sînt identice, iar deplasările inițiale sînt egale rezultă că în permanență între cele două corpuri se păstrează o dis-

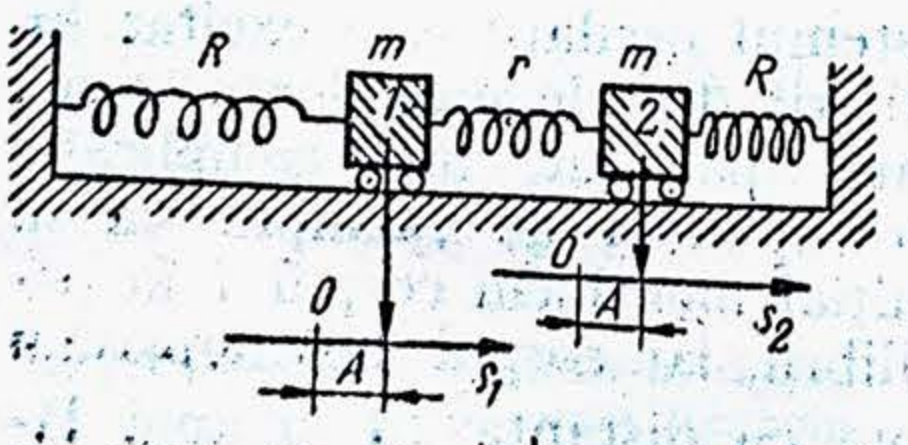


Fig.1.36. Excitarea sistemului oscilant pe primul mod fundamental de vibrație

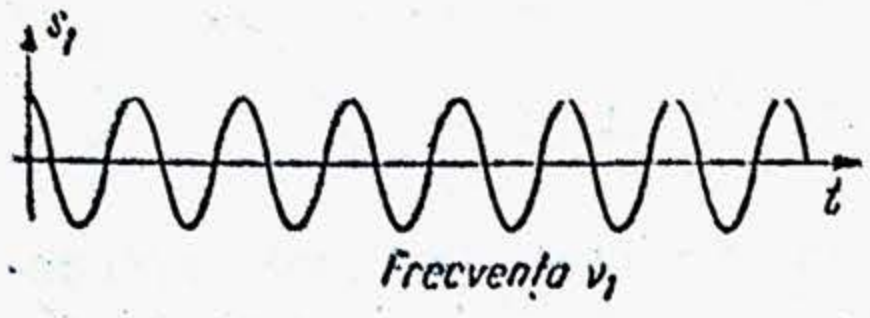


Fig.1.37. Oscilația primului corp în cadrul primului mod fundamental

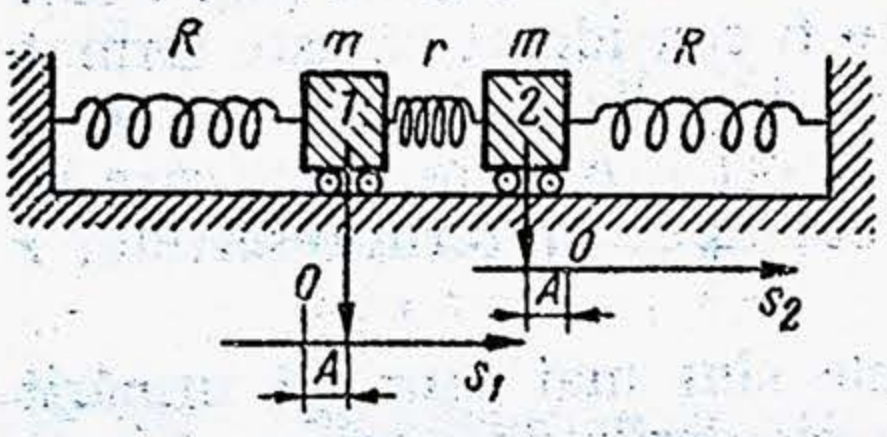


Fig.1.38. Excitarea sistemului oscilant pe cel de al doilea mod fundamental de vibrație

Fig.1.39. Oscilația primului corp în cadrul celui de al doilea mod fundamental

tanță constantă în timp și anume egală cu cea corespunzătoare situației de echilibru. Resortul r intermediar nu este nici comprimat nici extins, din care cauză fenomenele se petrec ca și cum el nu ar exista. Rezultă că cele două corpuri execută oscilații cu aceeași frecvență, fază și cu amplitudini egale între ele și anume egale cu A. Frecvența ν_1 pe care oscilează cele două corpuri este egală cu frecvența pe care ar oscila fiecare dintre ele dacă nu ar exista resortul intermediat. Oscilațiile care apar în acest caz sînt reprezentate în fig. 1.37.

Cel de al doilea mod normal de oscilație apare în cazul în care cele două corpuri sînt deplasate în sensuri contrare de exemplu înspre interior, cu aceeași distanță A și apoi sînt lăsate să oscileze liber (fig. 1.38). În acest caz resortul r intermediar își face simțită prezența deoarece în momentul inițial este comprimat, iar în momentele următoare este extins și comprimat în mod periodic. Asupra unui corp acționează nu numai resortul R extrem corespunzător dar și resortul r intermediar. Se observă că resortul r intermediar acționează în mod identic asupra celor două corpuri, opunîndu-se acțiunii resortului R extreme. Rezultă că cele două corpuri execută oscilații cu aceeași frecvență și amplitudine. Deoarece deplasările inițiale sînt în sensuri opuse, oscilațiile corpurilor sînt în antifază. Frecvența lor ν_2 de oscilație este mai mică decît cea din cazul primului mod normal deoarece resortul r intermediar se opune acțiunii celor extreme R. Oscilațiile care apar în acest caz sînt reprezentate în fig. 1.39.

Dacă sistemul oscilant este excitat într-un mod diferit de cele precedente atunci oscilațiile care apar sînt mai complicate. Astfel să presupunem de exemplu că în momentul inițial menținem corpul 1 în poziția de echilibru, iar corpul 2 îl deplasăm înspre dreapta cu distanța $2A$ și apoi lăsăm sistemul să oscileze liber (fig. 1.40).

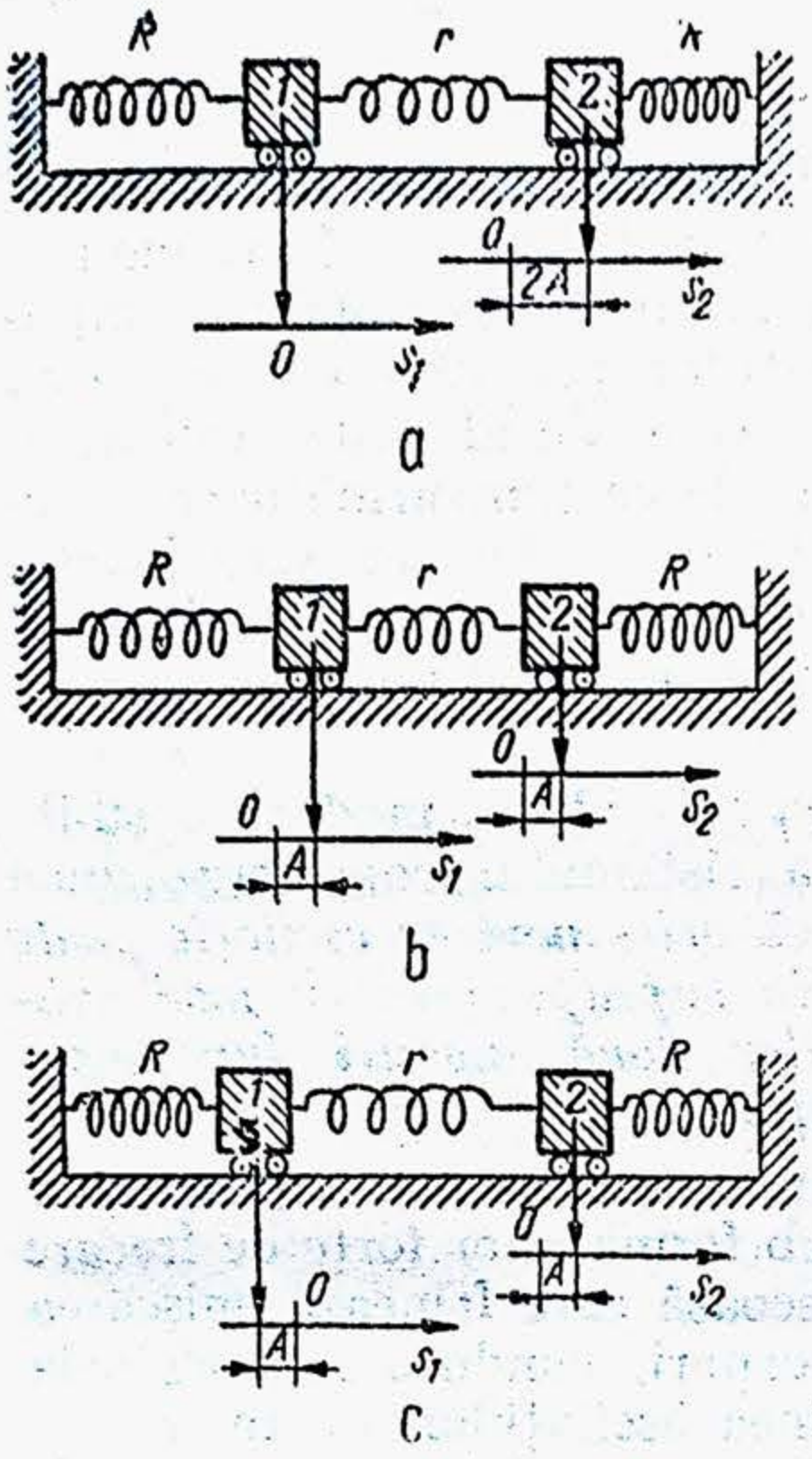


Fig.1.40. Excitarea sistemului oscilant într-un mod oarecare —*a* și descompunerea acestuia în modurile fundamentale —*b* și *c*

Fig. 1.41. Oscilația celui de-al doilea corp în cazul în care sistemu este excitat în modul din fig.1.40.

După cum reiese din fig. 1.40 mișcarea oscilatorie care apare în acest caz poate fi considerată ca fiind rezultatul compunerii a două mișcări oscilatorii. În cazul primei mișcări componente, în momentul inițial ambele corpuri sînt deplasate cu aceeași distanță A înspre dreapta, În cazul celei de a doua mișcări componente, în momentul inițial cele două corpuri sînt deplasate cu aceeași distanță A însă în sensuri contrare și anume înspre exterior.

Se verifică că în momentul inițial, deoarece corpul 1 este supus în cele două mișcări la două deplasări egale însă în sensuri diferite el rămîne în poziția de echilibru iar corpul 2 fiind supus la două deplasări egale cu A în același sens este deplasat înspre dreapta cu o distanță egală cu $2A$.

Aceste două mișcări componente reprezintă însă tocmai cele două moduri normale de oscilație. Oscilațiile celor două corpuri se obțin prin compunerea oscilațiilor pe care le execută fiecare din ele în cadrul celor două moduri normale. Deoarece cele două moduri normale de oscilație au frecvențe diferite, însă apropiate ca valoare, rezultă că apare fenomenul de bătăi (fig 1.41).

Variația periodică a amplitudinii oscilațiilor celor două corpuri arată că între oscilatori componenți apare un schimb de asemenea periodic de energie. Într-adevăr, în momentul initial numai în cel de al doilea oscilator a fost injectată energie. În consecință, în momentul inițial amplitudinea oscilațiilor primului oscilator este nulă iar cea a celui de al doilea maximă.

În momentele următoare resortul intermediar, prin forțele cu care acționează asupra celor două corpuri, extrage energie din cel de al doilea oscilator și o injectează în primul.

Din această cauză amplitudinea oscilațiilor celui de al doilea corp scade, iar cea a primului crește. Acest proces

continuă pînă cînd toată energia injectată în momentul inițial în cel de al doilea oscilator este transferată în întrgime primului oscilator. În acest moment amplitudinea oscilațiilor primului oscilator este maximă, iar a celui de al doilea este nulă.

În momentele de timp următoare transferul de energie are loc în sens invers, adică de la primul oscilator la cel de al doilea, fenomenele repetîndu-se apoi în mod identic.

Analizarea și altor moduri posibile de oscilație a sistemului considerat duce la concluzia că *orice mod de oscilație poate fi obținut prin suprapunerea în mod convenabil a celor două moduri fundamentale de oscilație.*

Luarea în considerare și a pierderilor de energie, sub formă unor forțe de frecare de natură vîscoasă care frînează mișcarea celor două corpuri, conduce la concluzia că amplitudinea oscilațiilor libere nu se mai păstrează constantă în timp, ci scade exponențial, esența fenomenelor rămînînd aceeași.

Dacă asupra acestui sistem acționează în mod permanent o forță oscilatorie, acesta execută oscilații forțate. Astfel, să presupunem că asupra unui corp acționează o forță oscilatorie de amplitudine constantă și frecvență variabilă. În acest caz cele două corpuri oscilează în fază și cu amplitudini egale. Variația amplitudinii oscilațiilor forțate în funcție de frecvență este reprezentată în fig. 1.42. Se observă că apar două maxime în dreptul celor două frecvențe de oscilație ale modurilor fundamentale. Sistemul rezonează deci pe două frecvențe. Această comportare era de așteptat deoarece sistemul are două frecvențe proprii de oscilație liberă.

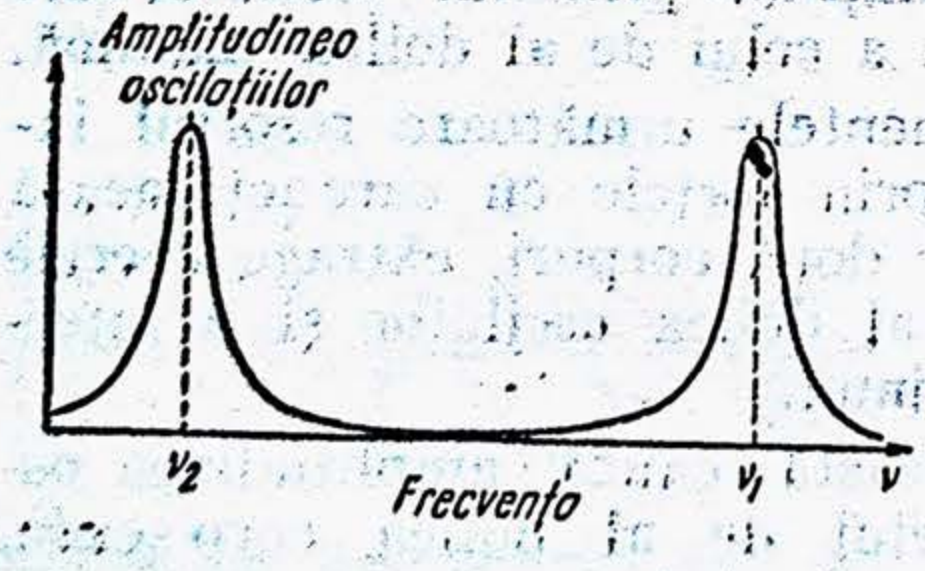


Fig.1.42. Variația amplitudinilor oscilațiilor forțate pentru sistemul oscilant din fig.1.35

Determinarea modurilor fundamentale de vibrație ale unui sistem prezintă o importanță deosebită, deoarece ne permite să studiem modurile mai complexe.

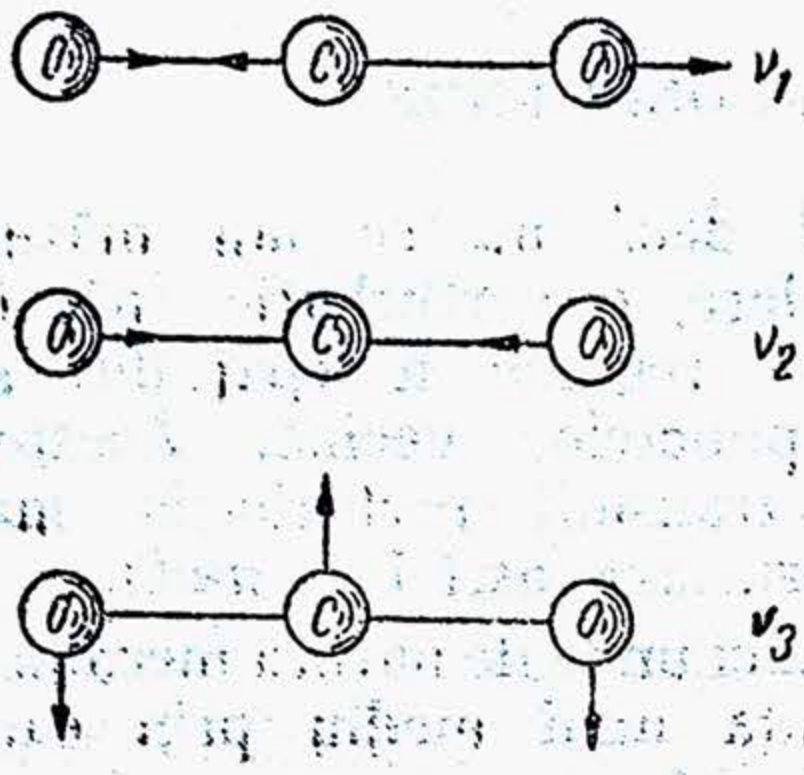


Fig.1.43. Modurile fundamentale de vibrație ale moccului de bioxid de carbon

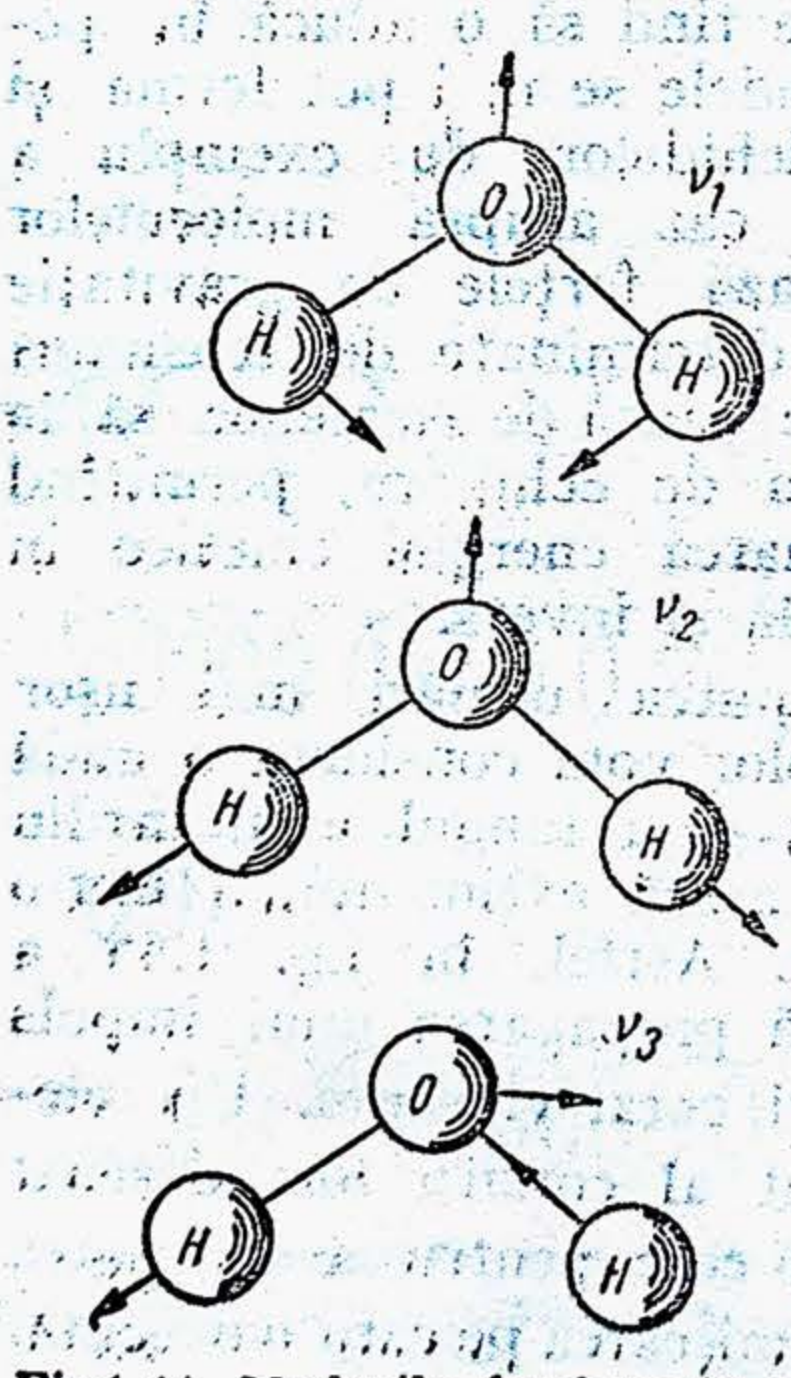


Fig.1.44. Modurile fundamentale de vibrație ale molecule de apă

În cele ce urmează vom prezenta modurile fundamentale de vibrație ale moleculelor de bioxid de carbon (CO_2) care sînt utilizate la construcția laserilor moleculari.

Molecula de CO_2 este o moleculă triatomică lineară, adică se compune din trei atomi $O — C — O$ așezați de-a lungul aceleiași direcții. Datorită interacțiunii dintre atomi, interacțiune grație căreia molecula de CO_2 formează un edificiu stabil, vibrația unui atom component afectează mișcarea celorlalți doi și invers, vibrațiile celorlalți doi influențează vibrația atomului considerat. Molecula de CO_2 reprezintă deci un sistem de oscilatori cuplați.

Orice mișcare de vibrație a moleculei de CO_2, oricît de complicată ar fi, poate fi considerată ca provenind din suprapunerea a trei moduri normale de oscilație cu faze și amplitudini convenabil alese. Cele trei moduri sînt reprezentate în fig. 1.43.

În primul mod atomii de oxigen oscilează în fază, iar atomul de carbon în antifază pentru a se conserva centrul de masă al sistemului.

În cadrul celui de al doilea mod, atomii de oxigen oscilează în antifază, de-a lungul direcției care unește cei trei atomi, iar atomul de carbon rămîne imobil în centrul de masă.

În sfîrșit, în cazul celui de al treilea mod, atomii de oxigen oscilează în fază de-a lungul unei direcții perpendiculare pe dreapta care unește cei trei atomi atomul de carbon în antifază de-a lungul aceleiași direcții, rezultînd o încovoiere a moleculelor.

Dacă molecula nu este liniară cum este cazul celei de H_2O modurile se schimbă (fig. 1.44).

În cazul moleculelcr mai complicate care au mai mult de trei atomi, modurile normale sînt mai complexe, însă trăsăturile rămîn același

1.2. UNDE

1.2.1. FORMAREA UNEI UNDE

În general dacă nu se iau măsuri speciale de izolare, o perturbație apărută într-o anumită regiune a spațiului se transmite și punctelor vecine. Acestea la rîndul lor transmit perturbația mai departe. Se formează astfel o *undă.*

Formarea unei unde de natură mecanică necesită prezența unui mediu prin care aceasta să se poată propaga.

Așa după cum s-a arătat, într-un sistem oscilant mecanic are loc transformarea periodică a energiei cinetice în energie potențială și invers. Rezultă că și mediu prin care se propagă o undă trebuie să se caracterizeze prin posibilitatea de a permite transformarea energiei cinetice în energie potențială și invers. Mediile elastice îndeplinesc acestă condiție. Într-adevăr, dacă o particulă constituentă este deplasată din poziția de echilibru, atunci apar forțele elastice care tind să o aducă în poziția inițială. Undele se mai pot forma și pe suprafața lichidelor, de exemplu a apei. În acest caz asupra moleculelor de apă acționează forțele de gravitație precum și cele determinate de tensiunea superficială care caută de asemenea să le aducă în poziția de echilibru, permițînd astfel transformarea energiei cinetice în energie potențială și invers.

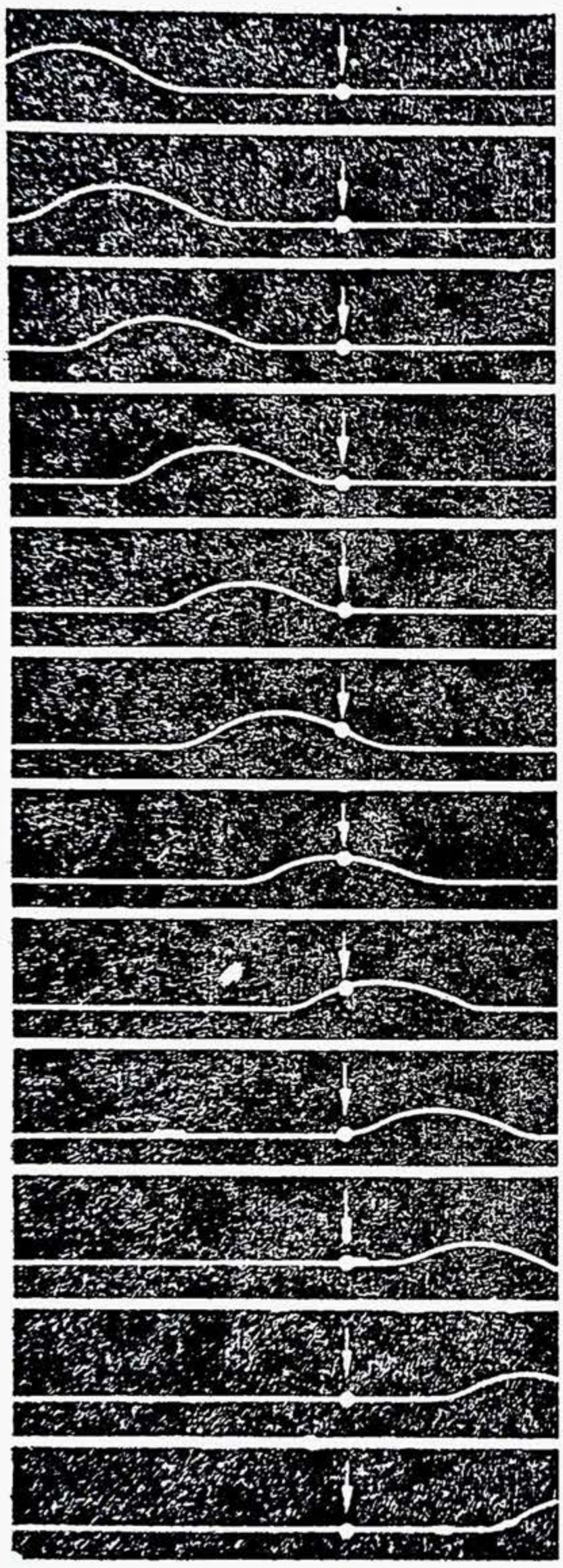


Fig. 1.45. Propagarea unui impuls de-a lungul unei corzi vibrante

Pentru a putea urmări mai ușor esența fenomenelor vom considera o undă care se propagă de-a lungul unui mediu unidimensional, adică extins numai într-o singură direcție. Astfel, în fig. 1.45 a fost reprezentată propagarea unui impuls de-a lungul unei corzi vibrante. Un element constituent al corzii a fost desenat sub forma unui cerc pentru a se putea urmări mai ușor mișcarea pe care o execută.

După cum se observă din această figură unda, adică perturbarea elementelor de la poziţia de echilibru, se propagă de-a lungul direcţiei orizontale. Elementele constituente ale corzii se deplasează însă de-a lungul unei direcţii verticale. Această constatare ne permite să tragem concluzia că ceea ce se propagă într-o undă nu sînt elementele constituente ale mediului ci perturbaţia, adică în cazul considerat deplasarea acestora de la poziţia de echilibru. O undă nu transportă materie, ci energie. *Perturbaţia transportă cu ea energie, impuls şi în unele cazuri şi moment cinetic.*

1.2.2. UNDE LONGITUDINALE ŞI TRANSVERSALE

După direcţia de deplasare relativă a particuleleor mediului faţă de direcţia de propagare a undei se deosebesc *unde transversale* şi *unde longitudinale.*

Într-o undă transversală, direcţia de deplasare a particulelor mediului este perpendiculară pe direcţia de propagare, Unda din fig. 1.45 este transversală.

Din contră, într-o undă longitudinală direcţia de propagare a particulelor mediului coincide cu direcţia de propagare a undei. Astfel, în fig.1.46 este reprezentată unda longitudinală ce se propagă de-a lungul unui arc elicoidal lung care în momentul iniţial este comprimat la unul din capete. Un alt exemplu îl constituie undele sonore.

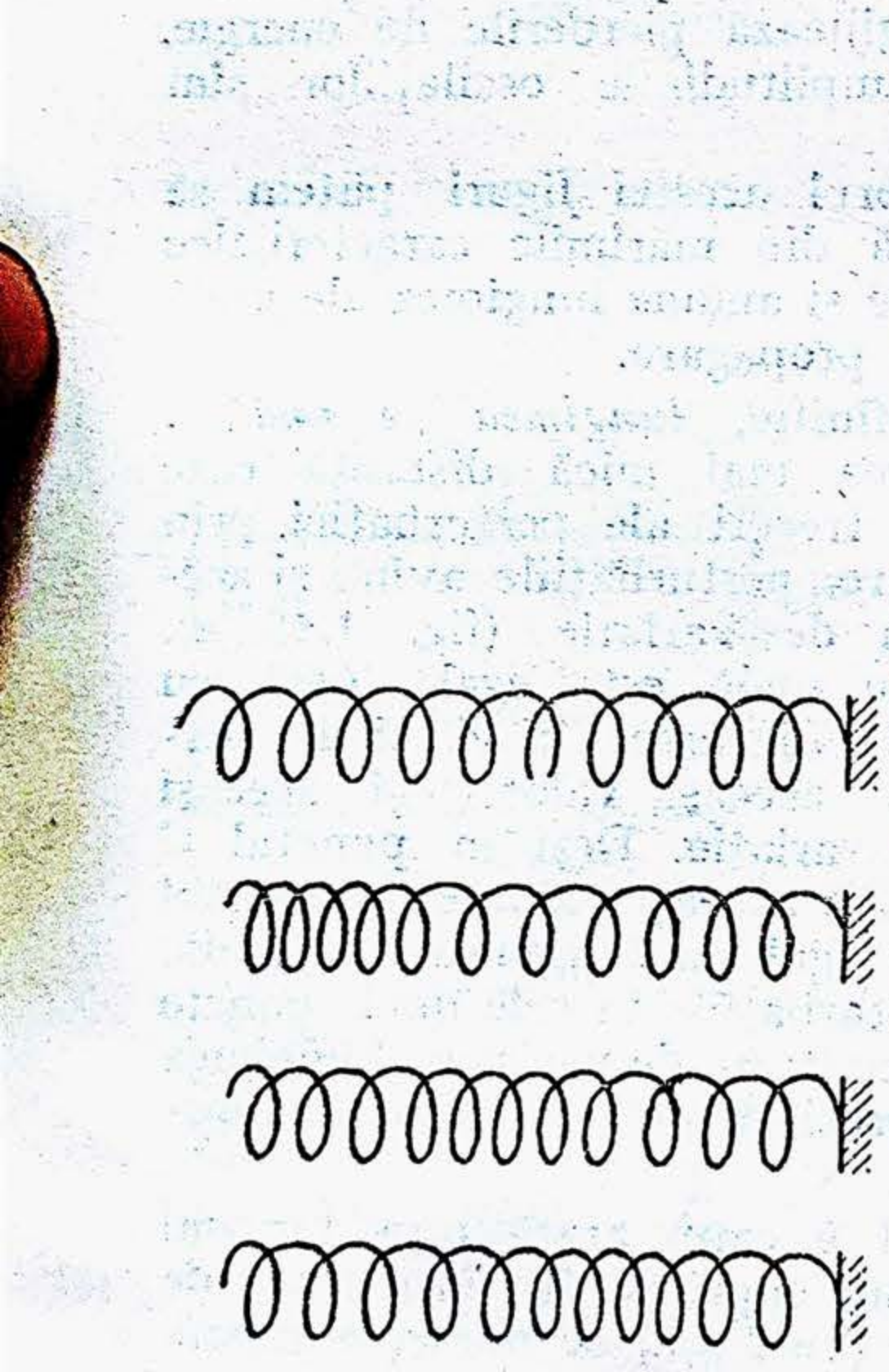


Fig.1.46 Propagarea unei unde longitudinale de-a lungul unui arc elicoidal

1.2.3. CARACTERISTICILE UNEI UNDE ARMONICE

Dintre toate formele posibile de unde, cea mai simplă este *unda armonică* sau *sinusoidală.* O asemenea undă se formează

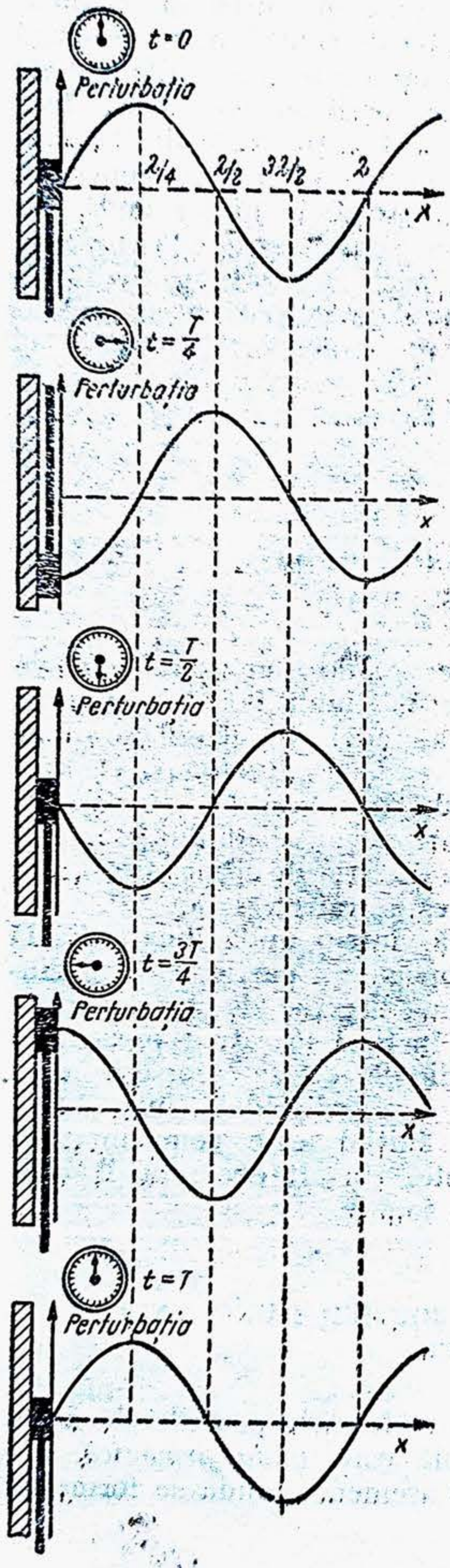


Fig.1.47. Propagarea unei unde sinusoidale de-alungul unei corzi vibrante

dacă perturbația care o generează este de asemenea sinusoidală.

Astfel, dacă una din extremitățile unei corzi vibrante foarte lungi (ca să nu apară reflexii) este deplasată în mod ritmic în sus și în jos după o lege sinusoidală de către un mecanism automat, atunci de-a lungul acesteia se formează o undă armonică. Forma pe care o are corda în momente de timp succesive, separate printr-un sfert din perioada de oscilație a mecanismului automat, este reprezentată în fig. 1.47. Cum era de așteptat, fiecare element constituent al corzii execută o mișcare oscilatorie cu aceeași frecvență, respectiv perioadă și pulsație. Dacă se neglijează pierderile de energie, atunci și amplitudinile oscilațiilor sînt aceleași.

Cu ajutorul acestei figuri putem să definim două din mărimile caracteristice ale unei unde și anume lungimea de undă și viteza de propagare.

Prin definiție, *lungimea de undă* λ reprezintă cea mai mică distanță care separă două treceri ale perturbației prin aceeași valoare, perturbațiile avînd și aceeași tendință de variație (fig. 1.48 *a*). Lungimea de undă este egală deci cu segmentul AB deoarece în A și B perturbațiile au aceeași valoare și aceeași tendință de variație. Deși în punctul C perturbația are aceeași valoare, segmentul AC nu este egal cu lungimea de undă, deoarece perturbațiile în cele două puncte au tendințe contrare de variație. Lungimea de undă reprezintă deci „o perioadă spațială".

Numărul k care arată cîte lungimi de undă sînt cuprinse în intervalul de lungime 2π ($k=2\pi/\lambda$) se numește *numărul de undă*.

O altă mărime caracteristică poate fi pusă în evidență dacă pornind de la fig. 1.47 construim un grafic în care re-

prezentăm deplasarea de la poziția de echilibru a unui element constituent al corzii în funcție de timp. Acest grafic este reprezentat în fig. 1.48 *b*. Cu ajutorul acestui grafic putem să definim perioada unei unde. Prin definiție *perioada T* a unei unde reprezintă cel mai mic interval de timp între două treceri ale perturbației prin aceeași valoare, perturbațiile avînd și aceeași tendință de variație. Perioada T reprezintă deci segmentul AB deoarece în A și B perturbațiile au aceeași valoare și aceeași tendință de variație. Deși în punctul C perturbația este egală cu cea din punctul A, segmentul AC nu reprezintă perioada undei, deoarece tendințele de variație în cele două puncte sînt contrarii.

Ca și în cazul mișcării oscilatorii, numărul de perioade dintr-o secundă se numește *frecvența* ν, adică $\nu = 1/T$; iar mărimea $\omega = 2\pi\nu$ se numește *pulsația* undei.

Cum este firesc, perioada și în consecință și frecvența și pulsația sînt egale cu cele ale izvorului undei.

Viteza de propagare v a undei reprezintă viteza cu care se deplasează perturbația de-a lungul direcției de propagare . Ea reprezintă deci viteza cu care ar trebui să se deplaseze un observator simultan cu unda, astfel încît acesta să observe în permanență o perturbație constantă.

Din fig. 1.49 se observă că în decurs de o perioadă unda străbate un spațiu egal cu o lungime de undă ceea ce înseanmă că între viteza de propagare v, lungimea de undă λ și perioada T există relația $\lambda = vT$.

Amplitudinea unei unde reprezintă cea mai mare valoare pe care o poate avea perturbația.

Intensitatea unei unde se măsoară prin densitatea energiei transportată de aceasta în unitatea de timp. Calculele matematice

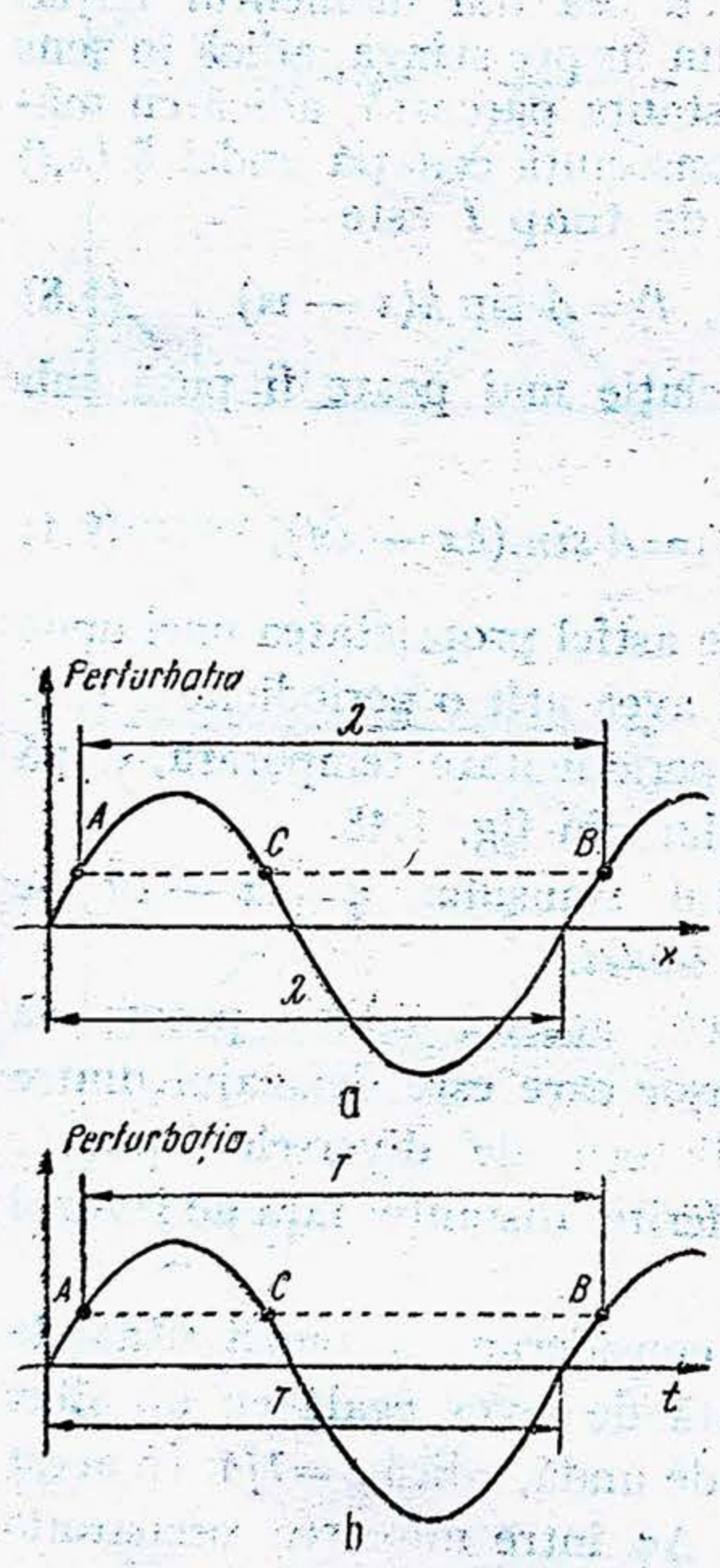


Fig. 1.48. Definiția lungimii de undă—*a* și a perioadei—*b*

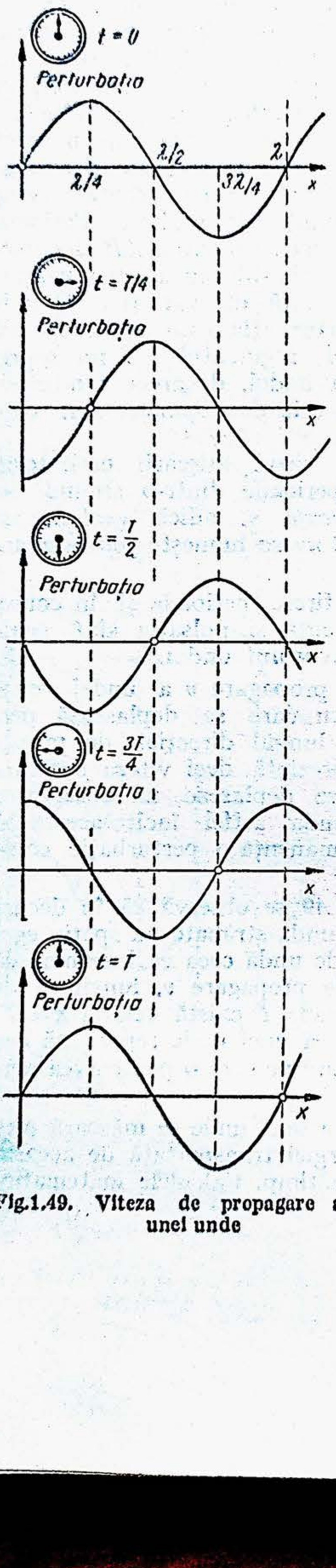


Fig.1.49. Viteza de propagare a unei unde

arată că *intensitatea unei unde este proporțională cu pătratul amplitudinii.*

Cu ajutorul fig. 1.50 în care a fost desenată unda în momentul de timp ales ca origină ($t=0$) și după un interval de timp t, se poate deduce ecuația unei unde sinusoidale. La $t=0$ ecuația undei este $\xi(x, 0)=A \sin kx$. Într-adevăr pentru $x=0$, $\sin kx=0$ pentru $x=\lambda$, $\sin k\lambda=\sin 2\pi=0$ etc. ceea ce înseamnă că în punctele 0, λ, 2λ, 3λ,... unda se anulează.

Unda în momentul de timp t considerat este identică cu cea din momentul inițial dacă o deplasăm înspre stînga, adică în sens negativ, cu distanța parcursă, adică cu mărimea vt. În consecință ecuația undei $\xi(x,t)$ în momentul de timp t este

$$\xi(x, t)=A \sin k(x-vt) \qquad (1.8)$$

Această relație mai poate fi pusă sub forma

$$\xi(x,t)=A \sin (kx-\omega t), \qquad (9.1)$$

evidențiindu-se astfel proprietatea unei unde armonice de a avea atît o periodicitate spațială cît și o periodicitate temporară, după cum rezultă clar din fig. 1.48.

Argumentul sinusului $\varphi=kx-\omega t$ se numește *faza undei.*

Cu ajutorul acestei relații putem să determinăm ușor care este defazajul dintre mișcările oscilatorii ale diverselor puncte situate la diferite distanțe față de izvorul undei.

Astfel să considerăm un punct situat la o distanță față de izvor egală cu un sfert din lungimea de undă, adică $x=\lambda/4$. În acest caz defazajul $\Delta\varphi$ între mișcarea oscilatorie a punctului considerat $\xi(x,t)$ și cea a sursei $\xi(0,t)$ are valoarea $\Delta\varphi=k.\ \lambda/4-\omega t+\omega t=k.\lambda/4=2\pi/4=\pi/2$

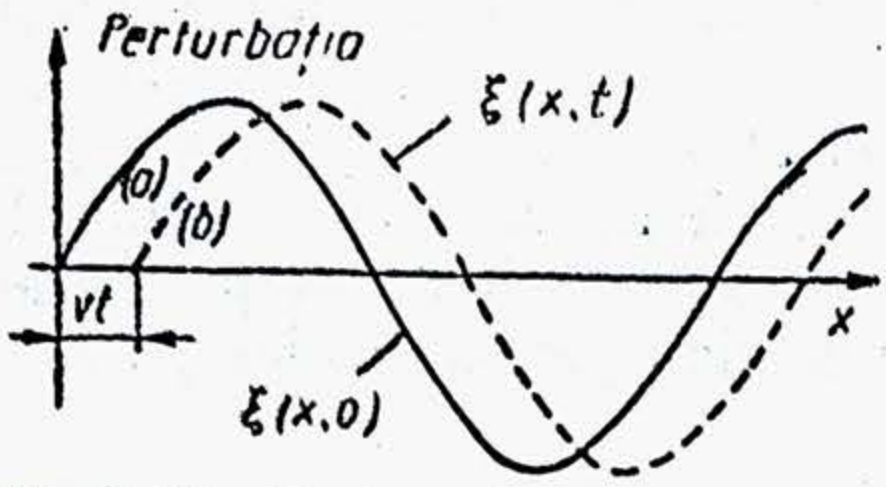


Fig. 1.50. Unda în momentul de inițial —*a* și într-un moment impt imediat următor —*b*

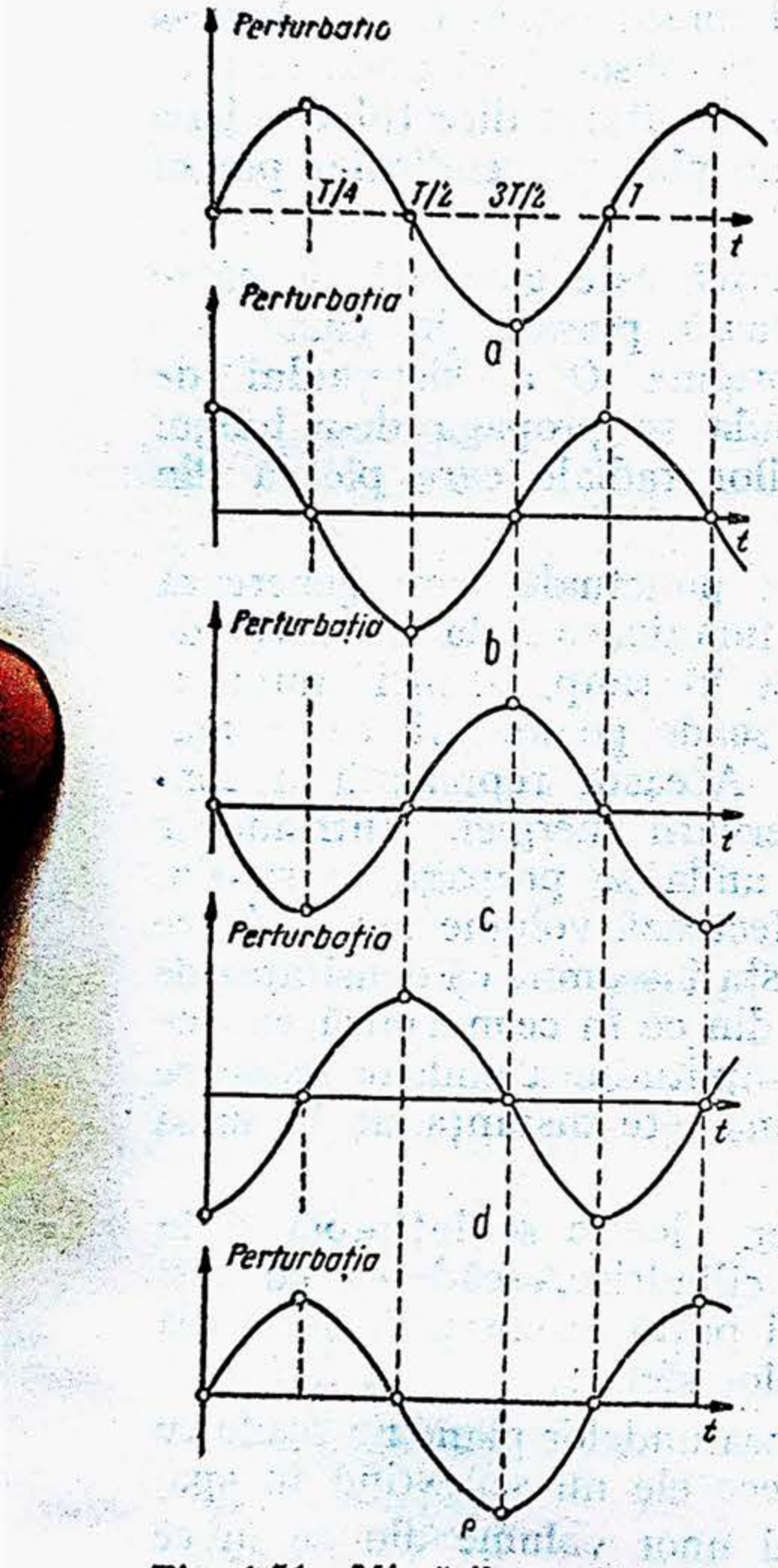


Fig. 1.51. Mișcările oscilatorii ale sursei —*a* și ale unor puncte situate la distanțe egale cu λ/4 —*b*,λ/2 —*c* 3 λ/2 —*d* și λ—*e* de aceasta

Raționînd în același mod se obțin următoarele rezultate: pentru $x=\lambda/2$, $\Delta\varphi=\pi$; pentru $x=3\lambda/4$, $\Delta\varphi=3\pi/2$ și pentru $x=\lambda$; $\Delta\varphi=2\pi$, adică $\Delta\varphi=0$, deoarece funcția sinusoidală este periodică cu perioada 2π. Mișcările oscilatorii ale acestor puncte sînt reprezentate în fig. 1.51.

Din aceste considerații, putem să tragem concluzia că *de-a lungul direcției de propagare a undei, punctele situate la distanțe egale cu un număr întreg de lungimi de undă, adică cu un număr par de semilungimi de undă, oscilează în fază, iar punctele situate la distanțe egale cu un număr impar de semilungimi de undă, în antifază.*

Undele considerate se pot propaga de-a lungul unei singure dimensiuni. În cele ce urmează vom considera cazul mai general al undelor care se propagă în spațiul tridimensional. Particularitățile undei apar mai clar dacă se consideră suprafața formată din punctele care în mișcarea ondulatorie au aceeași fază. Această suprafață se numește *frontul undei*. În punctele situate pe frontul de undă faza mișcării ondulatorii fiind aceeași rezultă că perturbațiile produse de undă au valori egale.

Frontul de undă poate avea diferite forme. Dintre acestea cele mai interesante sînt cazurile în care reprezintă un plan, suprafața laterală a unui cilindru infinit extins și suprafața unei sfere. Undele corespunzătoare se numesc *plane, cilindrice* și respectiv *sferice*.

În cazul undelor plane, unda se propagă numai de-a lungul unei singure direcții și anume de-a lungul direcției perpendiculare pe frontul de undă. Aceasta nu înseamnă că perturbația produsă de undă este concentrată de-a lungul unei singure axe, de exemplu de-a lungul axei *Oy* din

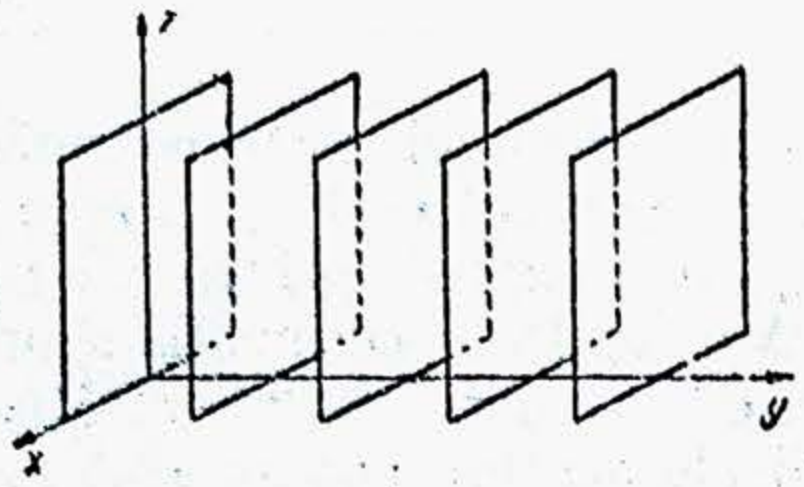


Fig.1.52. Unde plane

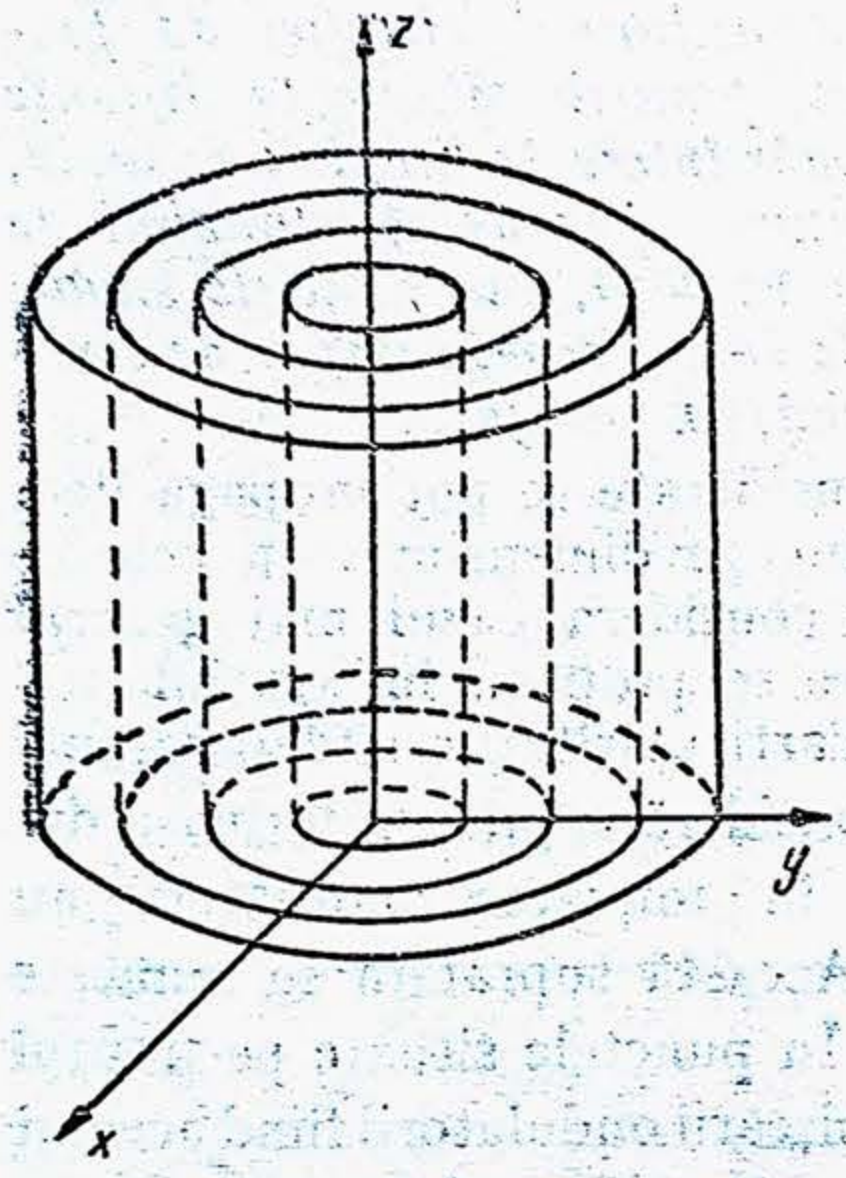


Fig. 1.53. Unde cilindrice

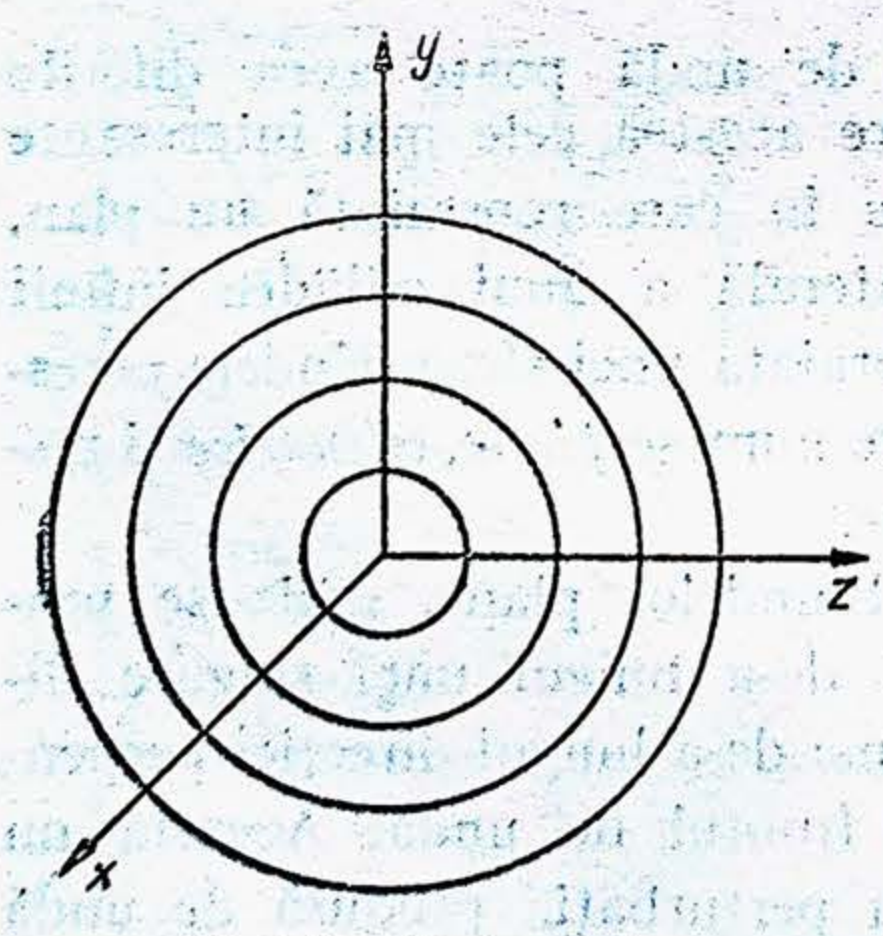


Fig.1.54. Unde sferice

fig. 1.52, ci semnifică faptul că în toate punctele care se caracterizează prin aceeași valoare a coordonatei y perturbațiile au aceeași valoare. O asemnea undă este produsă de către o serie de surse care oscilează în fază și care sînt uniform repartizate de-a lungul unui plan perpendicular pe axa Oy.

O undă cilindrică este generată de către o serie de surse care oscilează în fază și care sînt uniform repartizate de-a lungul unei drepte, în cazul considerat în fig. 1.53, de-a lungul axei Oz. Se observă că unda se propagă de-a lungul tuturor direcțiilor radiale conținute într-un plan perpendicular pe axa Oz.

O undă sferică este generată de către o sursă punctuală plasată în cazul din fig. 1.54 în origina O a sistemului de coordonate. Unda se propagă de-a lungul tuturor direcțiilor radiale care pleacă din origine.

Dacă sursa punctuală care generează undele sferice funcționează la un nivel de putere constant în timp, atunci amplitudinea undelor scade pe măsură ce se mărește distanța. Aceasta reprezintă o consecință a conservării energiei. Într-adevăr pe măsură ce unda se propagă în spațiu, perturbațiile afectează volume din ce în ce mai mari. Aceasta înseamnă că densitatea de energie devine din ce în ce mai mică, ceea ce explică de ce amplitudinea undelor scade pe măsură ce se mărește distanța de la sursa punctuală.

Un fenomen identic se întîmplă și în cazul undelor cilindrice, scăderea cu distanța fiind mai puțin pronunțată decît cea din cazul undelor sferice.

Amplitudinea undelor plane nu scade cu distanța deoarece ele nu se extind în spațiu de-a lungul unor volume din ce în ce mai mari, ca în cazurile precedente, ci rămîn conținute în același volum.

Mărimile pe care le-am introdus în paragraful precedent pentru caracterizarea unei unde armonice nu spun nimic despre direcția de propagare a acesteia. Din această cauză, convenim să asociem undei un vector **k** denumit *vector de propagare* a cărui direcție și sens coincid cu direcția și sensul de propagare al acesteia și al cărui modul este egal cu numărul de undă k.

Avînd în vedere că numărul de undă k are valoarea $k=2\pi/\lambda$ și că ecuația unei unde este $\xi(x, t)=sin\,(kx-\omega t)$ rezultă că modul vectorului de propagare este egal cu numărul de radiani cu care crește faza undei la o deplasare egală cu unitatea, de-a lungul direcției de propagare.

Să considerăm o undă care se propagă într-un spațiu cu două dimensiuni de-a lungulul unei direcții oarecare față de axele de coordonate Ox și Oy. Proiectăm vectorul de propagare **k** pe axele Ox și Oy, rezultînd astfel componentele $\mathbf{k}_x$ și $\mathbf{k}_y$ (fig. 1.55) Proiecția $\mathbf{k}_x$ reprezintă numărul de radiani cu care crește faza undei la o deplasare egală cu o unitate de-a lungul axei Ox. O semnificație analogă are și vectorul $\mathbf{k}_y$.

Evident, modulul k al vectorului de propagare k este egal cu $k=\sqrt{k_x^2+k_y^2}$, unde k_x și k_y sînt modulele componentelor $\mathbf{k}_x$ și $\mathbf{k}_y$.

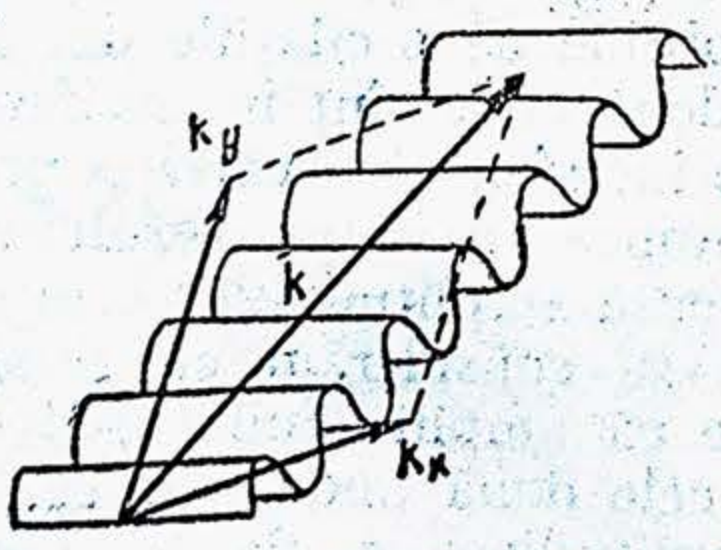


Fig. 1.55. Descompunerea vectorului de undă k de-alungul a două direcții perpendiculare între ele

1.2.4. INTERFERENȚA UNDELOR

Interferența apare atunci cînd două sau mai multe unde se propagă în aceeași regiune din spațiu și în același interval de timp.

Esența fenomenului de interferență apare mai clar dacă undele care interferă sînt generate de două surse separate. Astfel să presupunem că cu ajutorul a două bare coborîte și ridicate în mod ritmic de către un mecanism automat creăm de-a lungul suprafeței apei unui acvariu uriaș (ca să nu apară unde reflectate) un sistem de două unde.

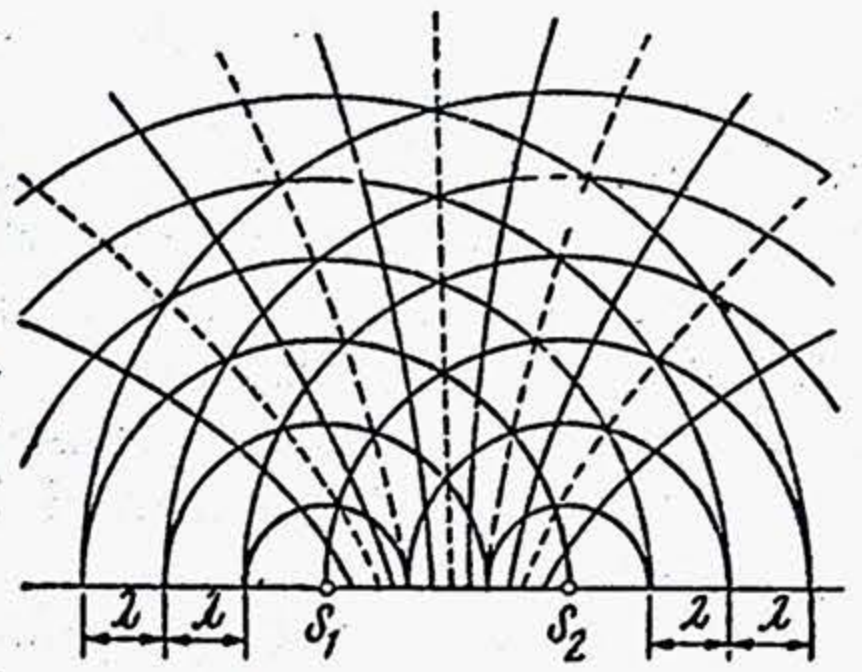


Fig.1.56. Interferența undelor

Să acționăm pe rînd numai una din bare. Cum era de așteptat, de-a lungul apei se formează unde care se propagă către extremități sub forma unor valuri concentrice cu centrul în punctul în care bara corespunzătoare înțeapă suprafața apei.

Dacă acționăm simultan cele două bare astfel încît ele să oscileze cu aceeași frecvență și fază atunci aspectul suprafeței apei se modifică radical. Suprafața apei pulsează în mod ritmic astfel încît amplitudinea oscilațiilor în unele puncte este nulă, iar în altele are valoarea maximă. Aceste puncte se situează pe familia de hiperbole ale căror focare sînt situate în punctele S_1 și S_2 în care iau naștere undele (fig. 1.56).

Pentru a explica formarea acestor unde trebuie să compunem undele provenite de la cele două izvoare din S_1 și S_2.

Să considerăm un punct P pentru care diferența distanțelor la cele două surse este un număr întreg n de lungimi de undă ($PS_1 - PS_2 = n\lambda = 2n.\lambda/2$)(fig. 1.57). Defazajul dintre oscilațiile produse în punctul S de cele două unde este: $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = kS_1P - \omega t - kS_2P + \omega t = 2\pi n$ adică $\Delta\varphi = 0$. Oscilațiile produse în P de cele două unde sînt deci în fază. În consecință cele două oscilații interferează constructiv, amplitudinea oscilației rezultante fiind egală cu suma amplitudinilor componentelor.

Să considerăm și un alt punct P' pentru care diferența distanțelor la cele două surse este egală cu un număr impar de semilungimi de undă (fig. 1.58). Raționînd în același mod se obține că oscilațiile din P' produse de cele două unde sînt în antifază. În consecință ele interferă distructiv și prin urmare, amplitudinea oscilației rezultante este egală cu diferența amplitudinilor componentelor. Putem să considerăm cu suficientă aproximație că amplitudinile oscilațiilor produse de cele două unde sînt egale. Prin urmare amplitudinea oscilației rezultante din P' este practic nulă.

Repetînd raționamentele și pentru un alt punct caracterizat printr-o diferență a

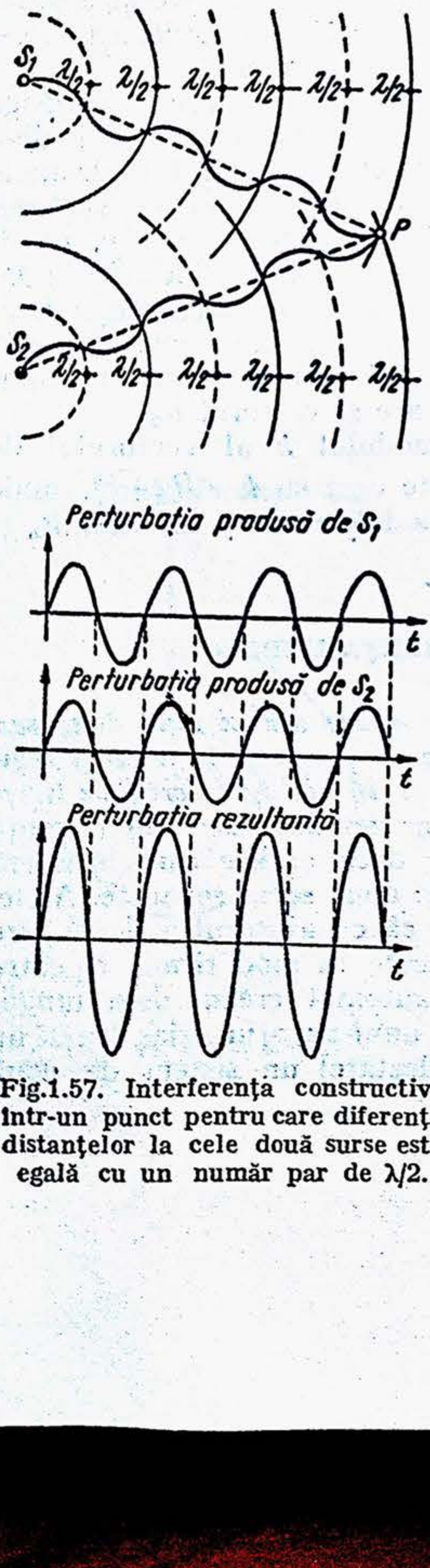


Fig.1.57. Interferența constructivă într-un punct pentru care diferența distanțelor la cele două surse este egală cu un număr par de λ/2.

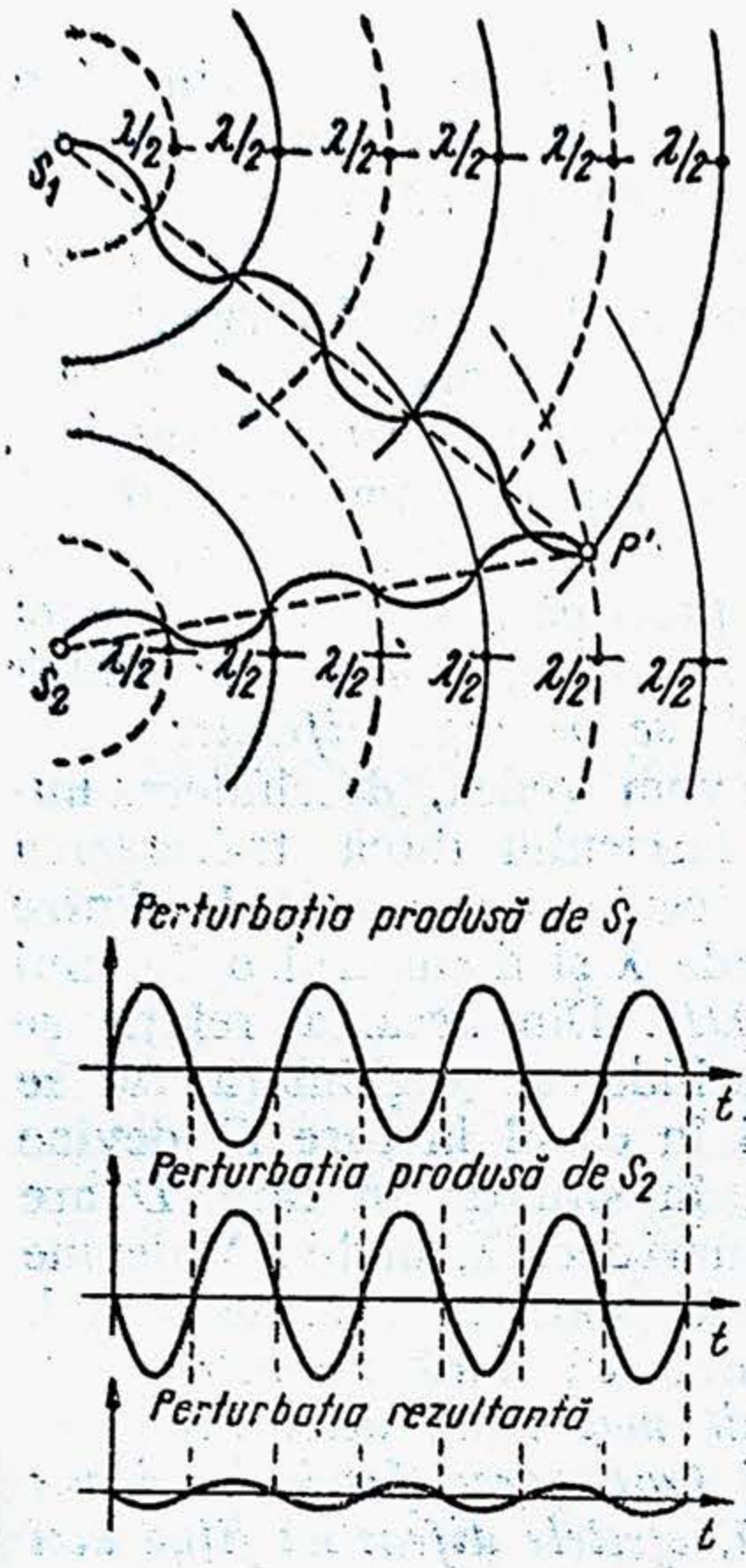


Fig.1.58. Interferența distructivă într-un punct pentru care diferența distanțelor la cele două surse este egală cu un număr impar de λ/2.

distanțelor la cele două surse diferită de cele două valori de mai sus, se obține că amplitudinea oscilațiilor rezultante are valori mai mici decît suma amplitudinilor celor două oscilații.

În concluzie *în punctele în care diferența distanțelor la cele două surse este egală cu un număr par de λ/2 amplitudinea oscilației rezultante este maximă, iar în punctele în care această diferență este egală cu un număr impar de λ/2 amplitudinea oscilației rezultante este minimă, practic nulă.* Locul geometric al punctelor pentru care diferența distanțelor la două puncte fixe este constantă reprezintă după cum se știe o hiperbolă. În consecință, punctele P, respectiv P' se situează pe familia de hiperbole cu focarele în S_1 și S_2, pentru care diferența distanțelor la aceste puncte este egală cu un număr par, repsectiv impar de semilungimi de undă.

1.2.5. DIFRACȚIA UNDELOR

Difracția apare în cazul în care propagarea unei unde este perturbată de către un obstacol care are dimensiuni comparabile cu lungimea de undă.

Esența fenomenului de difracție apare mai clar dacă facem comparația dintre propagarea unei unde plane și respectiv a unui fascicul de particule.

Astfel să considerăm un fascicul de particule care cade pe un ecran prevăzut cu un orificiu circular (fig. 1.59). Evident numai particulele care ajung în dreptul orificiului pot să traverseze ecranul, propagîndu-se mai departe în linie dreaptă. Celelalte particule sînt oprite. Particulele care au traversat ecranul formează un fascicul paralel a cărei secțiune este egală cu cea a orificiului.

Să îndreptăm asupra aceluiași ecran și un fascicul de unde plane (fig. 1.60) Ne-am

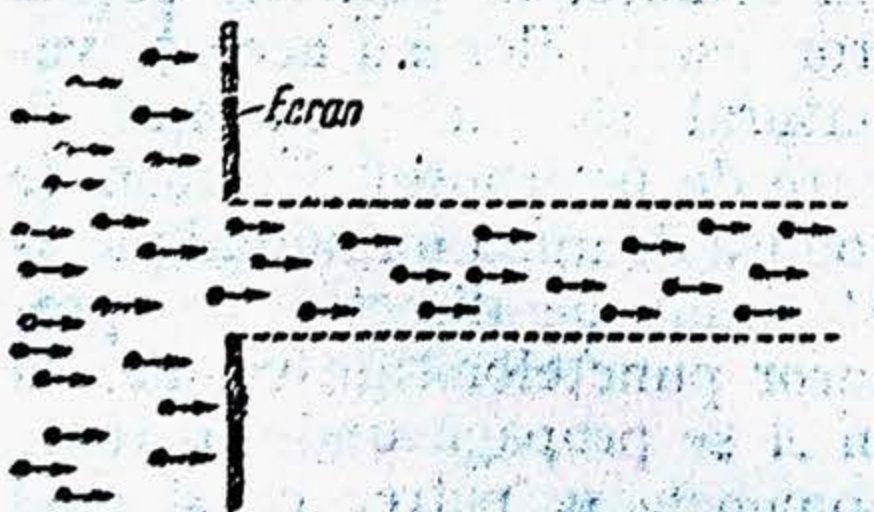


Fig.1.59. Propagarea unui fascicul de particule prin orificiul circular al unui ecran

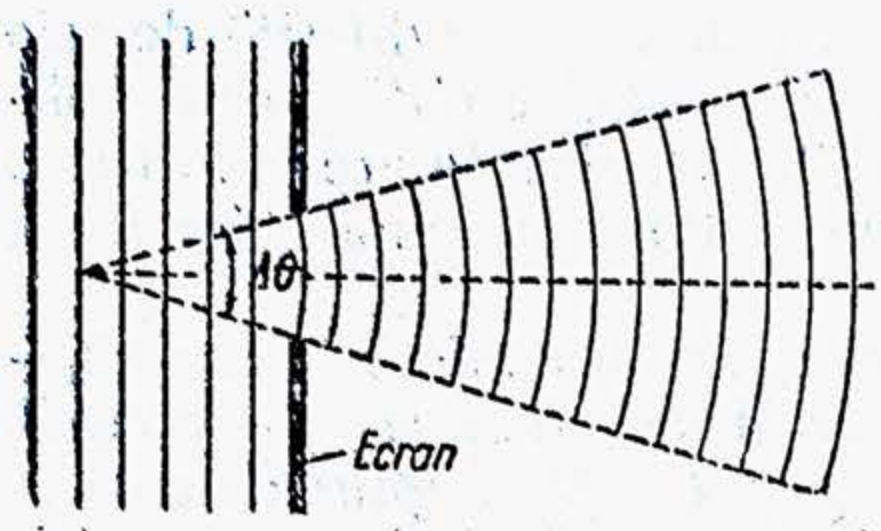


Fig.1.60. Propagarea unui fascicul de unde paralele prin orificiul circular al unui ecran

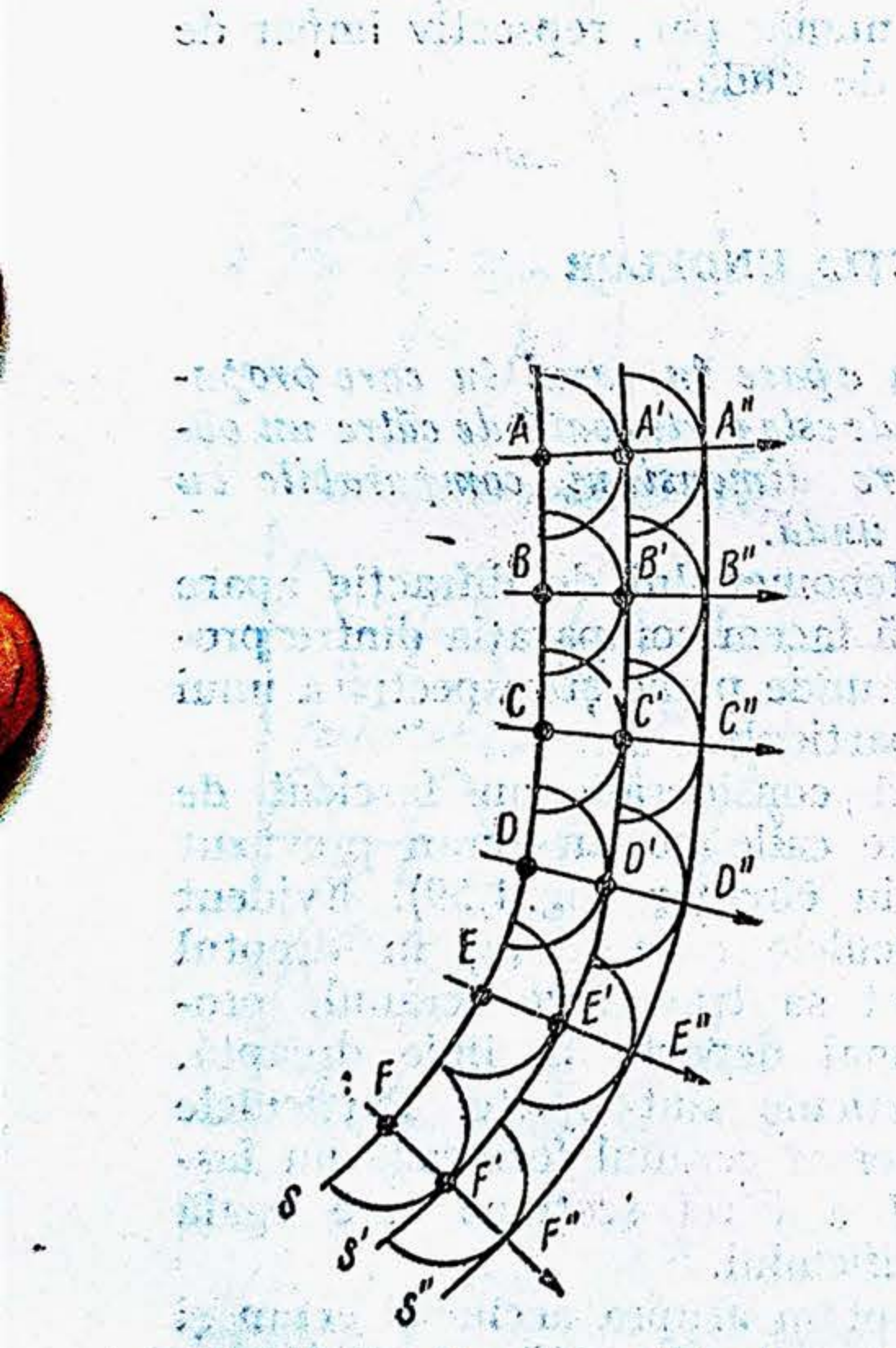


Fig.1.61. Principiul Huygens-Fresnel.

așteptă ca după traversarea ecranului să se obțină un fascicul de unde plane cu secțiunea egală cu cea a orificiului. Experiența arată însă că după traversarea orificiului se obține un fascicul divergent care se extinde continuu pe măsură ce se propagă. Înainte de traversarea orificiului undele, se propagau de-a lungul unor direcții orizontale. După ce au traversat orificiul, aceleași unde se propagă și de-a lungul unor direcții oblice. *Fenomenul prin care undele ocolesc obstacolele se numește difracție.*

După cum vom vedea, deschiderea unghiulară $\Delta\theta$ a fascicului după traversarea ecranului este egală cu raportul dintre lungimea de undă λ și diametrul orificiului D, adică $\Delta\theta=\lambda/D$. Din această relație se observă că deschiderea unghiulară $\Delta\theta$ se anulează numai în cazul în care D devine infinit. Practic, în situația în care D are valori mult mai mari decît λ, unghiul $\Delta\theta$ devine atît de mic încît poate fi considerat nul. Aceasta înseamnă că *dacă diametrul orificiului este mult mai mare decît lungimea de undă, atunci propagarea fasciculului este puțin perturbată, efectele difracției fiind deci neglijabile.*

Studiul propagării undelor în cazul existenței diferitelor obstacole se face cu ajutorul *principiului Huygens-Fresnel* Pentru a înțelege esența acestui principiu vom considera undele care se propagă pe suprafața apei. Să presupunem că la un moment dat frontul de undă reprezintă curba S (fig. 1.61). Prin urmare, în punctele curbei S fazele tuturor oscilațiilor au aceeași valoare. Este natural să presupunem că un punct A oarecare de pe frontul S transmite perturbația produsă de unda nu numai punctului vecin A' situat pe direcția de propagare, ci tuturor punctelor sale vecine. În consecință, din A se propagă unde în toate direcțiile. Fenomenele se petrec ca și cînd A ar fi un izvor de unde. Punctul A devine deci un *izvor secundar* de unde. Undele emise de acest izvor se numesc *unde secundare.*

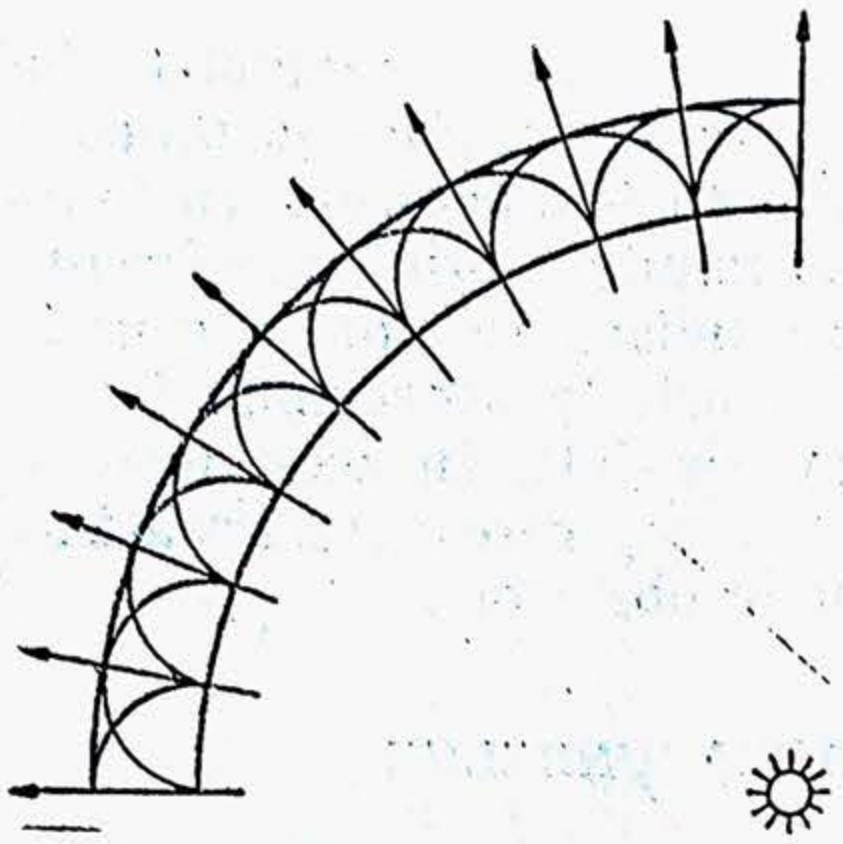


Fig.1.62. Propagarea undelor sferice.

După un interval de timp Δt relativ mic frontul undei secundare emise de *A* reprezintă o porțiune dintr-un cerc cu centrul în acest punct.

Evident, și celelalte puncte de pe frontul undei, adică punctele *B*, *C*, *D*, *E*, *F* etc. devin izvoare secundare. După un timp Δt frontul undelor secundare emise de aceste puncte reprezintă de asemenea niște porțiuni de cercuri de raze egale cu cea corespunzătoare punctului *A*.

Undele secundare emise de totalitatea punctelor de pe frontul undei interferă între ele. Datorită interferenței, unda rezultantă are o intensitate apreciabilă numai de-a lungul înfășurătoarei undelor secundare, adică de-a lungul curbei care este tangentă la fronturile undelor secundare. În consecință, *înfășurătoarea undelor secundare reprezintă noua poziție a frontului de undă după trecerea intervalului de timp considerat.*

În acest mod, din aproape, în aproape, putem să determinăm pozițiile ocupate de frontul undei.

Astfel, să considerăm de exemplu o sursă *S* punctuală. Perturbația produsă de această sursă se transmite tuturor punctelor vecine. Acestea la rîndul lor devin izvoare secundare de unde. Înfășurătoarea undelor secundare reprezintă o sferă. La rîndul lor punctele de pe această sferă devin izvoare secundare de unde, a căror înfășurătoare reprezintă o sferă cu raza mai mare ș.a.m.d. Se obține astfel rezultatul cunoscut, conform căruia frontul de undă al undelor emise de o sursă punctuală reprezintă o sferă. Pentru a nu se complica desenul, în fig. 1.62 a fost reprezentată numai o singură trecere de la un front de undă la altul.

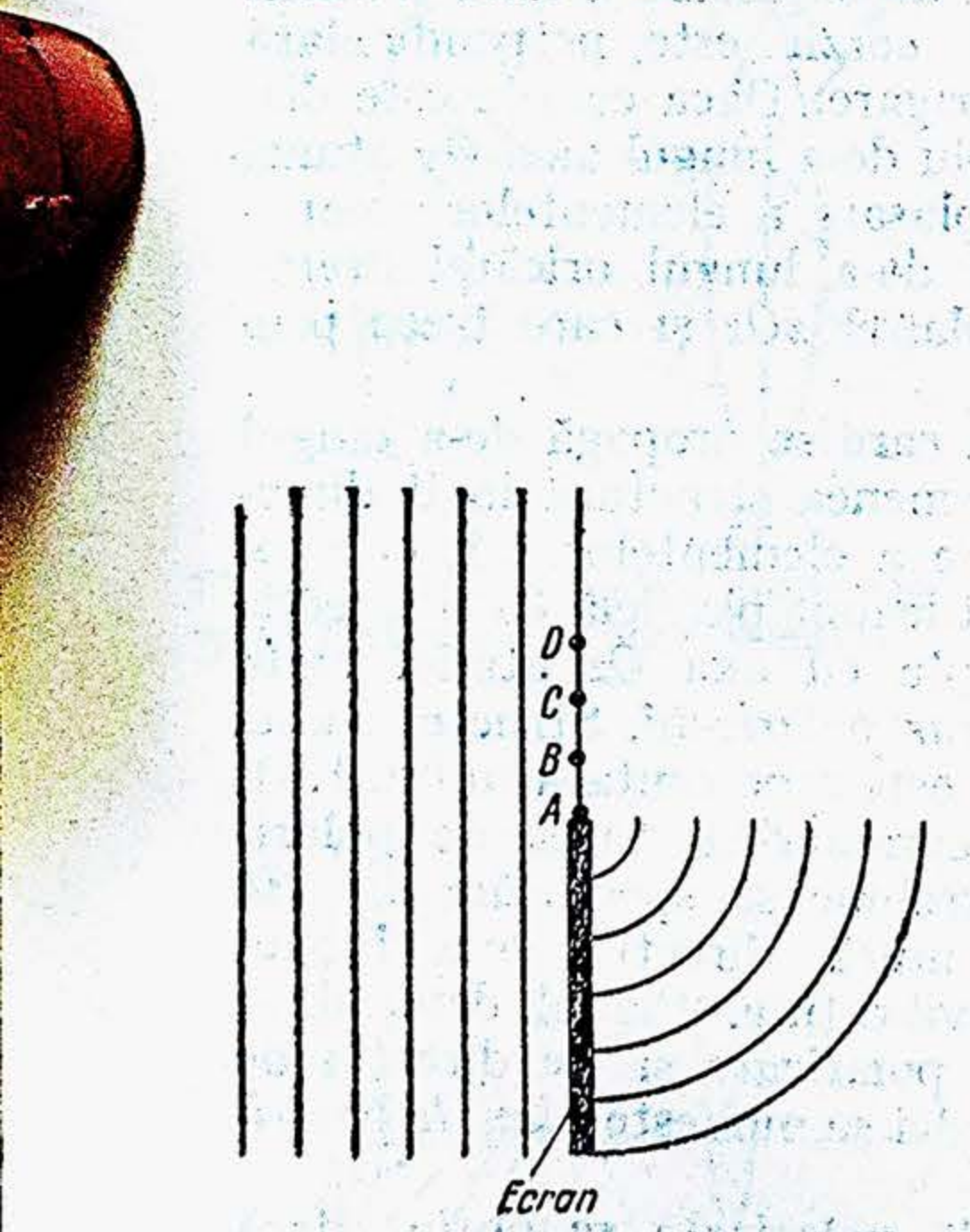


Fig.1.63. Difracția undelor produsă de un obstacol

În cazul în care în propagarea sa o undă întîlnește un ecran, atunci punctele de pe acesta nu mai emit unde secundare. Astfel dacă ne referim la cazul reprezentat în fig. 1.63 numai punctele *A*, *B*, *C*, *D*,...etc. devin izvoare secundare de unde.

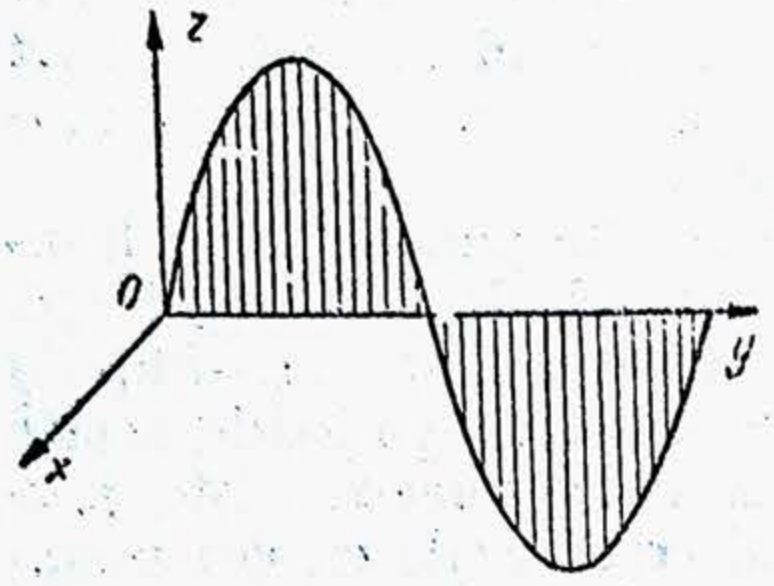


Fig.1.64. Unda liniar polarizată

Undele secundare emise de punctele din imediata vecinătate a ecranului se propagă și în regiunea din spatele acestuia. În funcție de forma ecranului, prin interferența acestor unde secundare se obține o undă rezultantă cu intensitate apreciabilă într-o anumită regiune spațială. În acest mod se explică mecanismul prin care o undă poată să ocolească diferitele obstacole.

1.2.6. POLARIZAREA UNDELOR

Diferența fundamentală între undele longitudinale și cele transversale constă în aceea că ultimele prezintă proprietatea de a fi polarizate.

Pentru a înțelege noțiunea de polarizare să considerăm o undă transversală, de exemplu cea care se formează, de-a lungul unei corzi vibrante. Așa după cum s-a arătat, direcția de deplasare a unui element constituent al corzii este perpendiculară pe cea de propagare. Dacă coarda este dispusă de exemplu de-a lungul axei *Oy* atunci direcția de deplasare a elementelor componente poate fi de-a lungul oricărei drepte conținute în planul *xOz* și care trece prin origină.

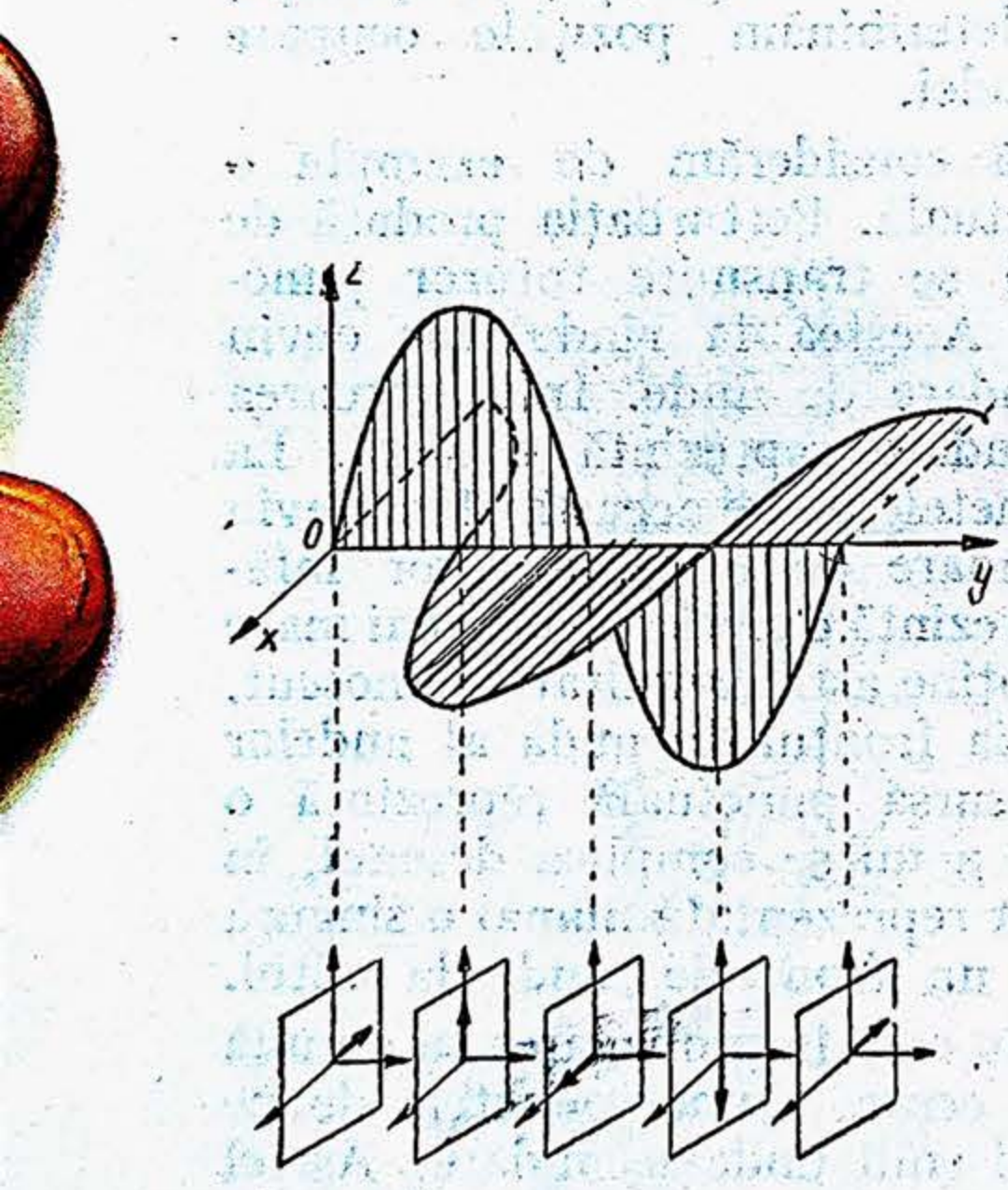


Fig.1.65. Compunerea a două unde defazate cu $\lambda/2$, liniar polarizate de-a lungul a două direcții perpendiculare

Dacă unda care se propagă de-a lungul corzii are o asemenea structură încît direcția de deplasare a elementelor sale componente este întotdeauna paralelă cu o direcție fixă, de exemplu cu axa *Oz* atunci unda se numește *liniar polarizată*. Structura unei asemenea unde este reprezentată în fig. 1.64.

Pentru a caracteriza starea de polarizare a undei trebuie să specificăm *direcția de polarizare* adică direcția de-a lungul căreia au loc vibrațiile. Planul determinat de direcția de polarizare și de direcția de propagare a undei se numește *plan de polarizare*.

Tot o undă polarizată se obține dacă se consideră că de-a lungul corzii se propagă două unde defazate cu $\pi/2$ polarizate liniar

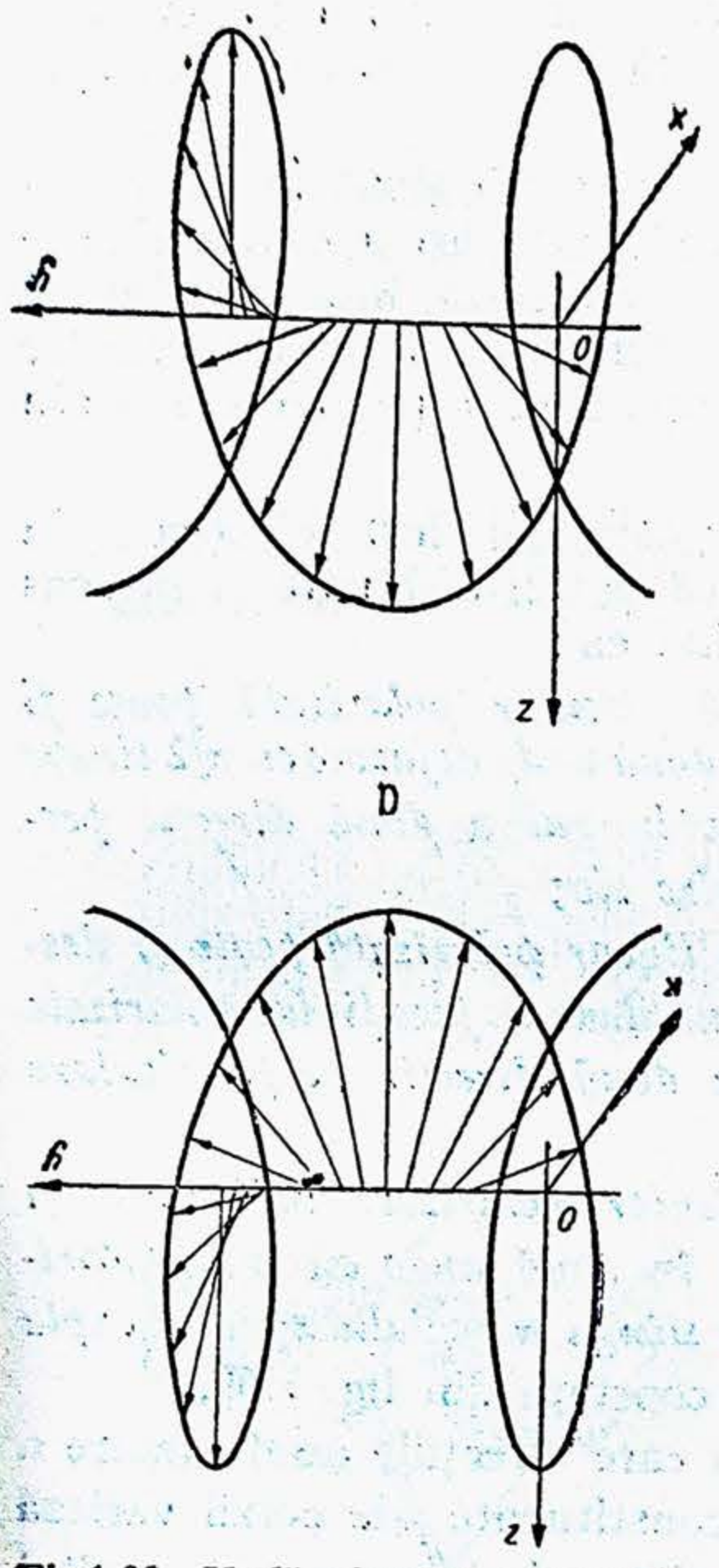


Fig.1.66. Undă circular polarizată spre dreapta—*a* și spre stînga—*b*

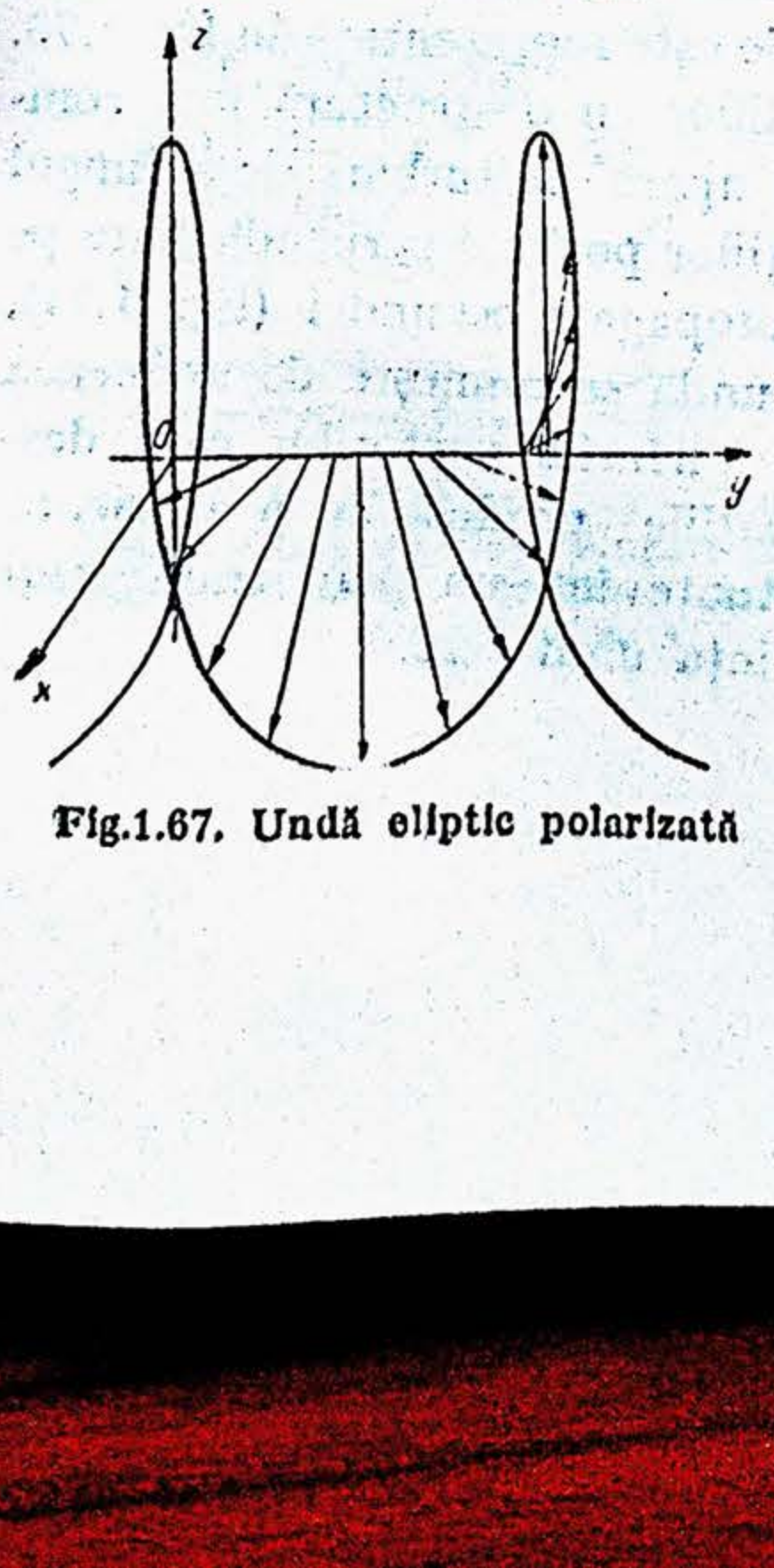


Fig.1.67. Undă eliptic polarizată

de-a lungul a două direcții perpendiculare între ele, cu lungimi de undă și amplitudini egale. Pentru a determina unda rezultantă trebuie să adunăm perturbațiile produse de cele două unde în fiecare punct (fig. 1.65). Perturbațiile sînt îndreptate de-a lungul a două direcții perpendiculare între ele. În consecință, perturbația rezultantă se obține deplasînd simultan elementul corespunzător al corzii de-a lungul axei *Ox* cu perturbația produsă de unda componentă polarizată de-a lungul acestei direcții și apoi de-a lungul axei *Oz* cu perturbația produsă de cea de a doua undă linear polarizată de-a lungul acestei direcții. Datorită defazajului $\pi/2$ dintre cele două unde, perturbația produsă de unda rezultantă nu este niciodată nulă. Într-adevăr în punctele în care perturbația produsă de o undă este nulă, perturbația produsă de cealaltă este maximă și invers, ceea ce înseamnă că perturbația rezultantă este întotdeauna diferită de zero.

Sub acțiunea celor două unde coarda capătă forma unei elice care se înfășoară pe un cilindru avînd ca axă direcția de propagare și ca rază a secțiunii amplitudinea perturbațiilor undelor componente. O asemenea undă se numește *circular polarizată*.

Se observă că într-o undă circular polarizată proiecțiilor vectorilor care caracterizează perturbările produse de aceasta pe un plan perpendicular pe direcția de propagare descriu un cerc. După sensul în care este parcurs acest cerc *unda poate fi circular polarizată spre stînga și respectiv spre dreapta* (fig. 1.66).

Dacă amplitudinile celor două unde sînt inegale, atunci se obține o *undă eliptic polarizată* (fig. 1.67). Coarda se înfășoară pe un

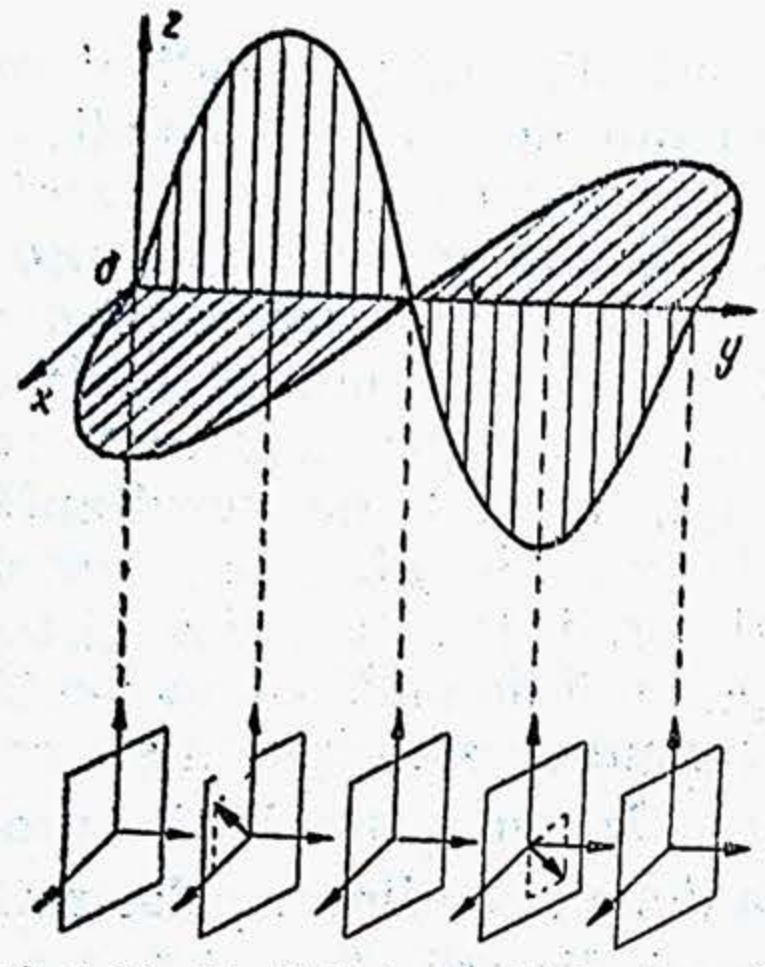


Fig.1.68. Undă liniar polarizată obținută prin comupnerea a două unde în fază, liniar polarizate de-a lungul a două direcții perpendiculare între ele

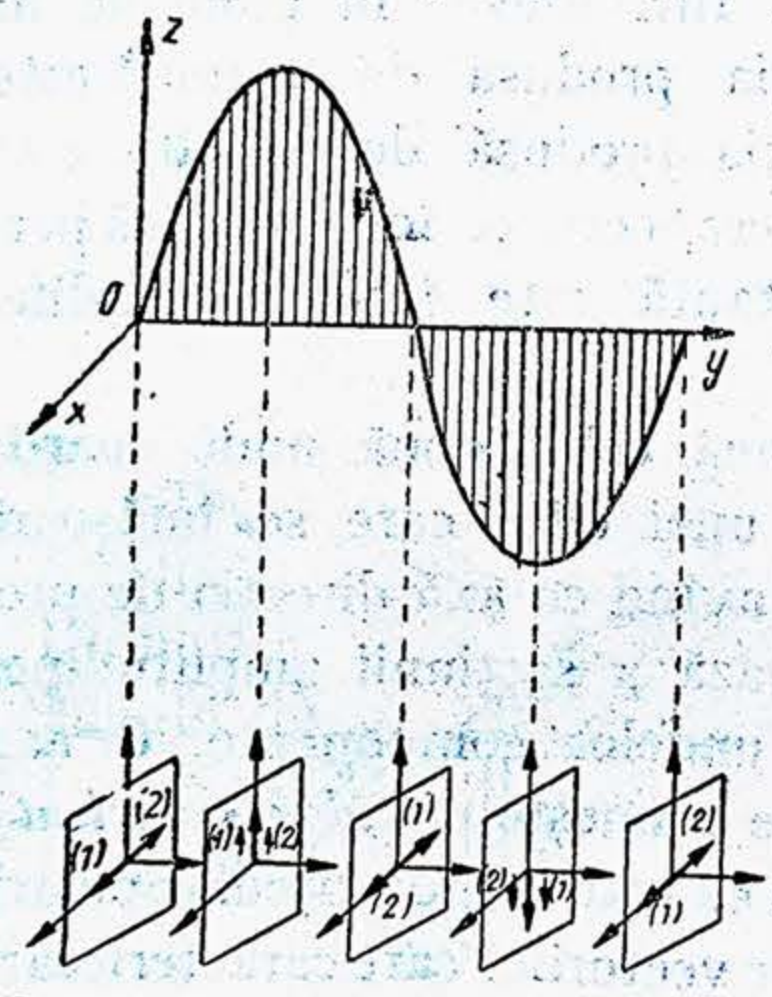


Fig.1.69. Descompunerea unei unde liniar polarizată în două unde circular polarizate, în sensuri contrarii

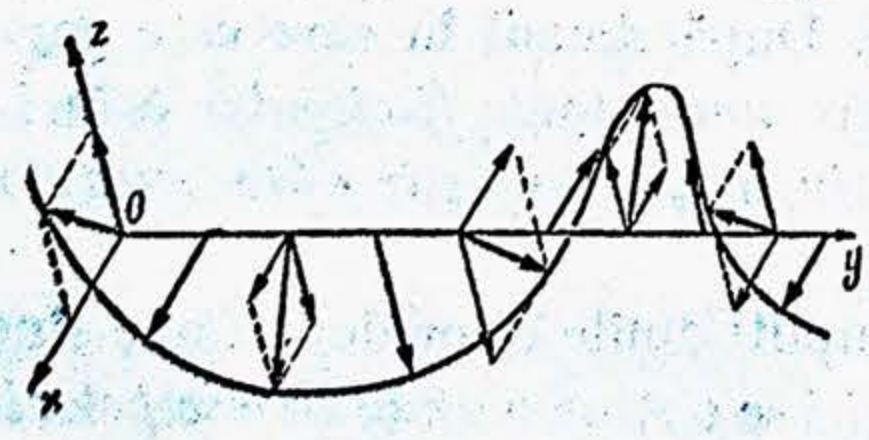


Fig.1.70. Undă nepolarizată de-a lungul unei corzi vibrante

cilindru eliptic, semiaxele elipsei fiind determinate de amplitudinile celor două unde componente. Evident și în acest caz unda poate fi polarizată spre stînga respectiv spre dreapta

În cazul în care cele două unde componente sînt în fază, unda care se obține este de asemenea linear polarizată, însă de-a lungul unei direcții diferite de cele ale undelor componente, după cum se poate observa din fig. 1.68.

Operațiile care au fost efectuate în fig. 1.65 și 1.68 pot fi efectuate și în sens invers, rezultînd că :

— *o undă circular polarizată poate fi descompusă în două unde defazate cu π/2 linear polarizate de-a lungul a două direcții perpendiculare între elc;*

— *o undă linear polarizată poate fi descompusă în două unde în faza liniar polarizate de-a lungul a două direcții perpendiculare între ele.*

O undă liniar polarizată mai poate fi descompusă și în două unde circular polarizate, una spre stînga și ceulaltă spre dreapta după cum se constată din fig. 1.69.

Undele în care direcțiile de deplasare a elementelor constituente ale corzii variază în mod întîmplător de la un punct la altul se numesc *unde nepolarizate*. Forma unei asemenea unde este reprezentată în fig. 1.70. În cazul mediilor cu o structură mai complexă pot să apară perturbări de-a lungul tuturor direcțiilor posibile perpendiculare pe direcția de propagare a undei (fig. 1.71). O asemenea undă se numește de asemenca nepolarizată. Vîrfurile vectorilor care descriu perturbațiile produse de o asemenea undă sînt situate într-un plan transversal pe circumferința unui cerc.

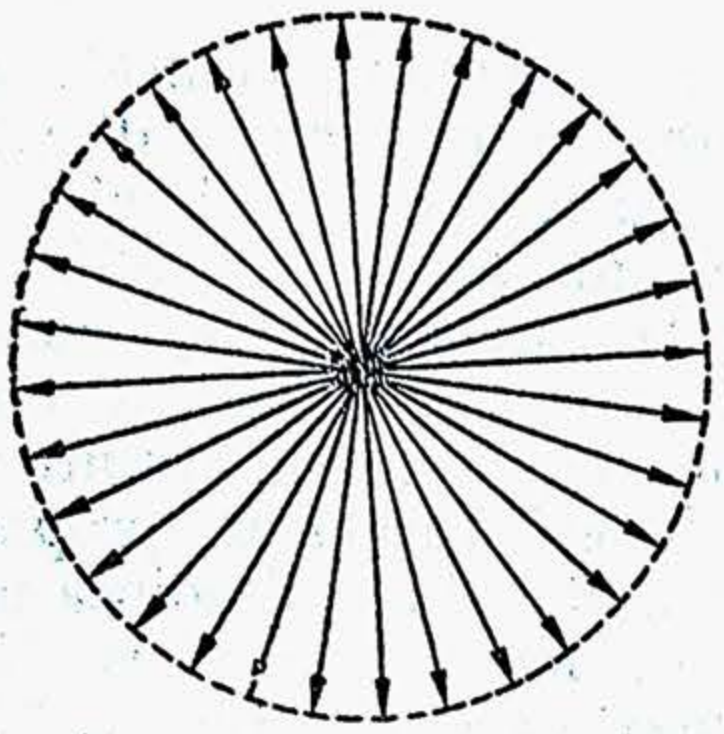
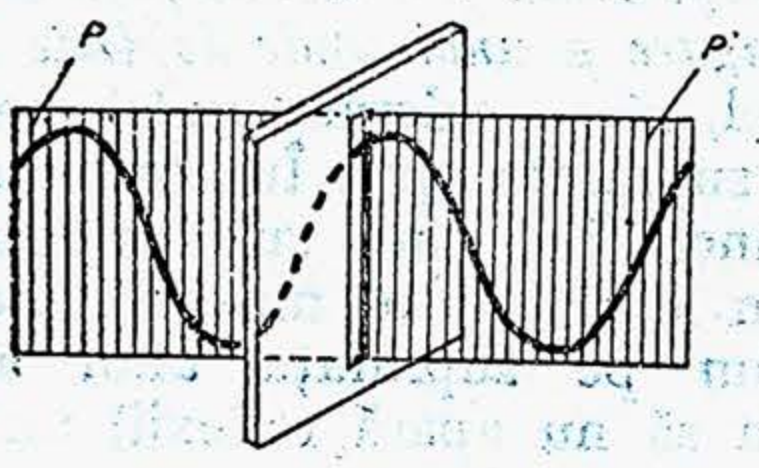
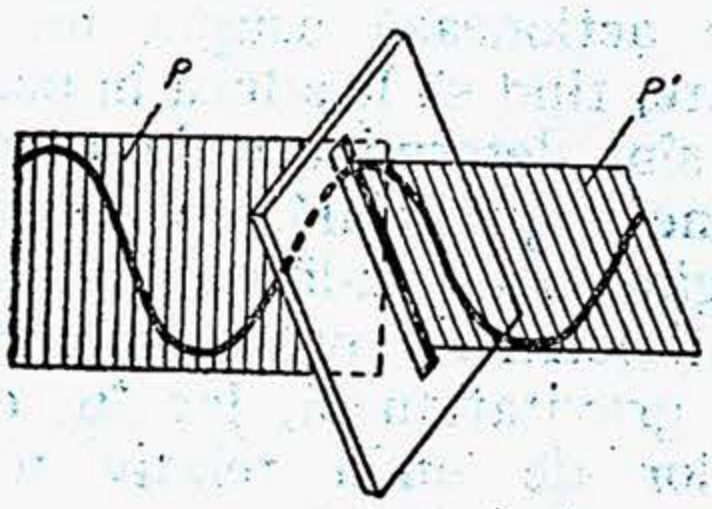


Fig. 1.71. Structura unei unde nepolarizate într-un plan perpendicular pe direcția de propagare





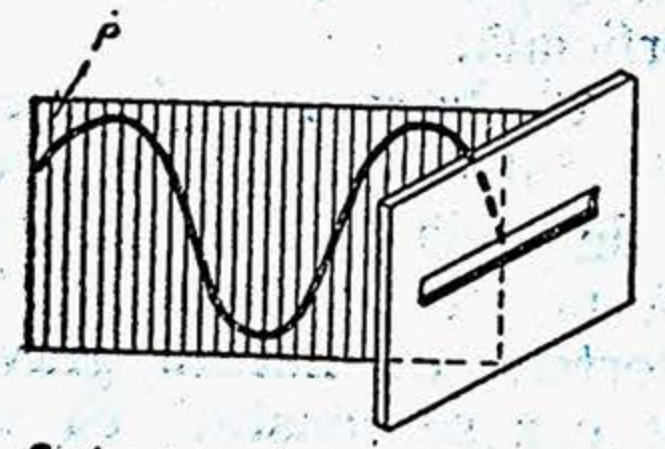


Fig. 1.72. Propagarea unei unde liniar polarizate de-a lungul unei corzi vibrante introdusă într-o fantă dreptunghiulară

Polarizarea undelor transversale explică rezultatul experienței reprezentate în fig. 1.72. În această experiență o coardă vibrantă de-a lungul căreia se propagă o undă liniar polarizată este introdusă în interiorul unei fante dreptunghiulare foarte lungă și subțire practicată într-un ecran.

Dacă direcția fantei coincide cu direcția de polarizare a undei atunci amplitudinea undei care o traversează este maximă. În cazul în care ecranul este rotit amplitudinea undei care traversează fanta scade treptat pînă cînd se anulează în situația în care direcția fantei este perpendiculară pe direcția de polarizare.

Pentru a explica acest fenomen vom descompune unda incidentă linear polarizată în două unde componente liniar polarizate, una avînd direcția de polarizare de-a lungul fantei, iar cealaltă perpendiculare (fig. 1.73). Fanta lasă să treacă numai componenta polarizată paralel cu propria sa orientare.

Se observă că pe măsură ce ecranul să rotește, unda transmisă care reprezintă componenta polarizată paralel cu fanta, devine din ce în ce mai mică. Această componentă se anulează în situația în care direcția fantei este perpəndiculară pe direcția de polarizare a undei.

Această comportare a ecranului prevăzut cu o fantă sugerează posibilitatea utilizării lui pentru a transforma o undă nepolarizată într-un liniar polarizată. Într-adevăr dacă înspre ecran se propagă o undă nepolarizată, atunci acesta lasă să treacă numai acele componente ale perturbațiilor care sînt paralele cu fanta.

Proprietatea de a fi polarizată o au numai undele transversale. Într-adevăr, într-o undă longitudinală direcția de depla-

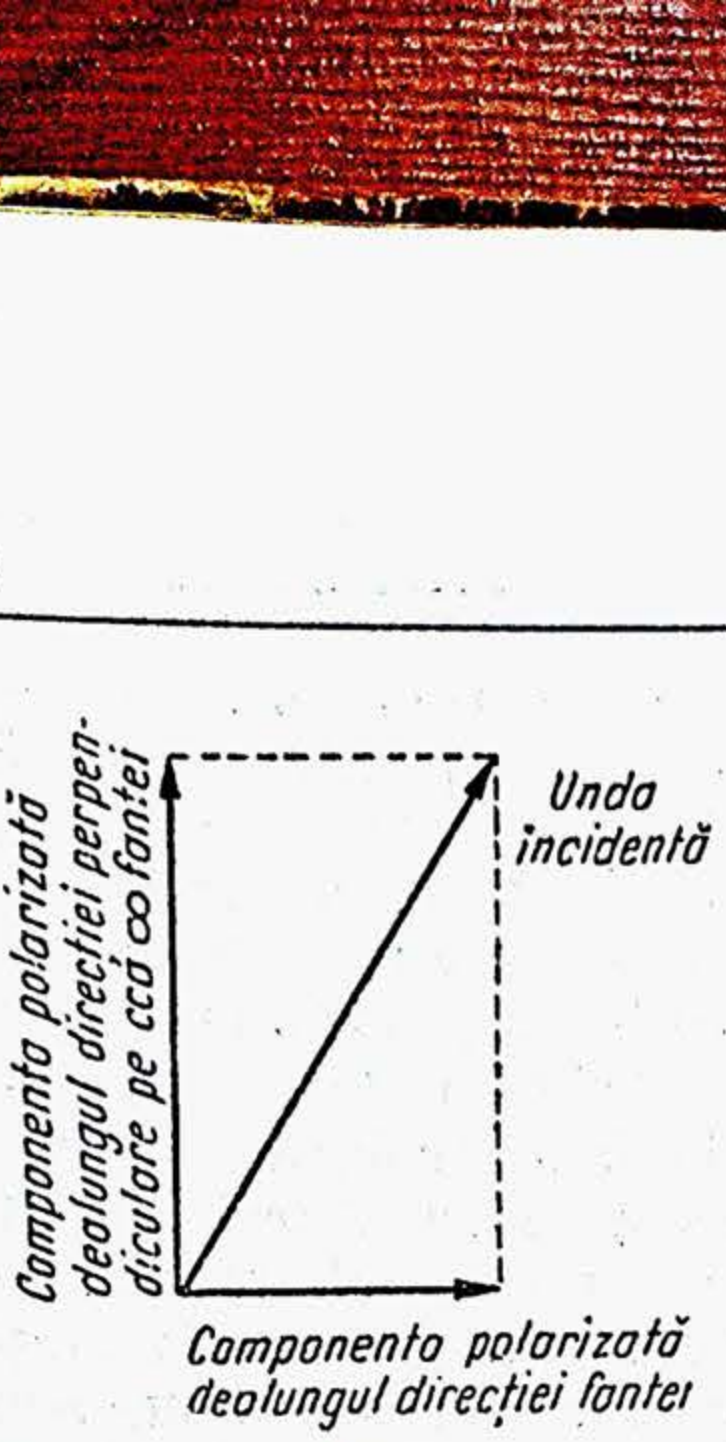

Undă incidentă
Componentă polarizată deolungul direcției perpendiculare pe cea a fantei
Componentă polarizată deolungul direcției fantei

Fig. 1.73. Descompunerea undei incidente liniar polarizate în două unde liniar polarizate de-a lungul direcției fantei, respectivde-a lungul unei direcții perpendiculare pe aceasta

sare a particulelor mediului coincide cu cea de propagare. În consecință direcția de deplasare a particulelor mediului este bine definită. Ea nu poate fi modificată decît renunțînd la caracterul longitudinal al undei. Ca atare, dacă în experiențele de mai sus înlocuim coarda vibrantă printr-un arc lung, de-a lungul căruia se propagă unde longitudinale, atunci amplitudinea undelor transmise de fantă este aceeași indiferent de orientare acesteia (fig. 1. 74).

1.2.7. DISPERSIA UNDELOR

Dispersia reprezintă fenomenul prin care viteza de propagare a unei unde depinde de frecvență. Astfel, să considerăm undele care se propagă pe suprafața apei. În acest scop cu ajutorul unei tije, care sub acțiunea unui mecanism execută o mișcare oscilatorie, formăm pe suprafața unui acvariu uriaș (ca să nu apară reflexii) unde armonice.

Forțele care acționează asupra moleculelor de apă care, tind să le aducă în poziția de echilibru sînt determinate de gravitație și de tensiunea superficială. În general în domeniul lungimilor de undă relativ mari (de ordinul centimetrilor), predomină forțele de natură gravitațională, iar în domeniul lungimilor de undă relativ mici (de ordinul milimetrilor) forțele determinate de tensiunea superficială.

Să presupunem că frecvența de oscilație a tijei variază într-un domeniu pentru care lungimea de undă este de ordinul centimetrilor adică ne situăm în cazul în care predomină forțele de natură gravitațională. În acest caz se constată că viteza de propagare a undelor variază invers proporțional cu frecvența de oscilație a tijei. Aceasta înseamnă că undele cu lungimi de undă mai mari se propagă mai rapid decît cele cu lungimi de undă mai mici.

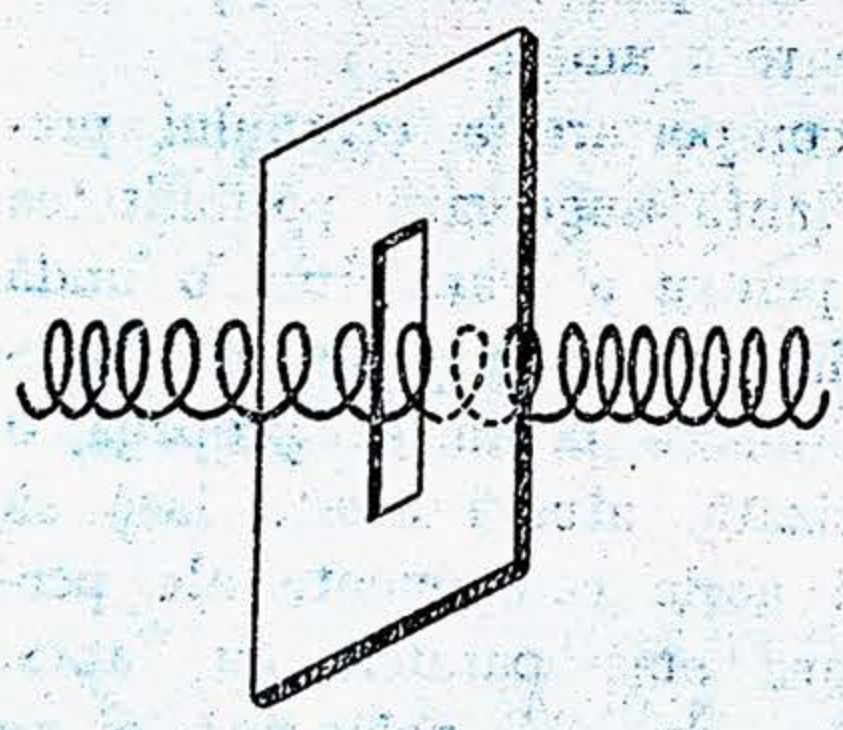


Fig.1.74. Propagarea unei unde longitudinale de-a lungul unui arc elicoidal introdus într-o fantă dreptunghiulară

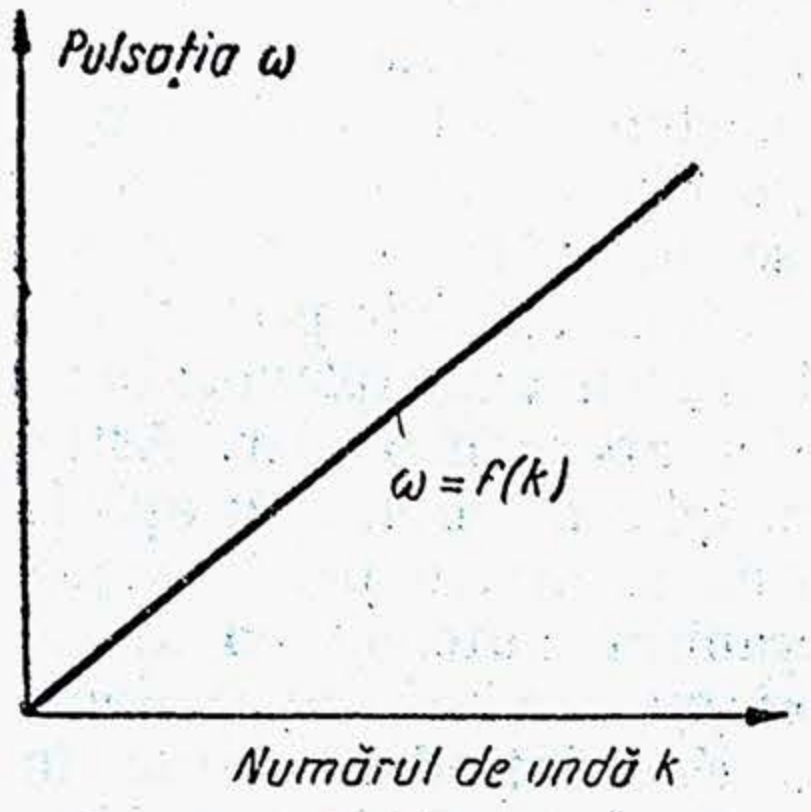


Fig. 1.75. Curba de variație a pulsației ω în funcție de numărul de undă k, pentru un mediu nedispersiv

În domeniul lungimilor de undă de ordinul milimetrilor situația este inversă viteza de propagare variind direct proporțional cu frecvența.

Undele ale căror viteze de propagare depind de frecvență adică de lungimea de undă se numesc *unde dispersive*, iar mediul prin care se propagă *mediu dispersiv*. Evident undele care au viteza de propagare independentă de lungimea de undă se numesc nedispersive, iar mediul prin care se propagă nedispersiv.

Caracterizarea proprietăților de dispersie ale unei mediu se face cu ajutorul curbei de variație a pulsației ω în funcție de numărul de undă k.

În cazul mediilor nedispersive viteza de propagare este constantă. Avînd în vedere că $\lambda = vT$; $k = 2\pi/\lambda$ și $T = 1/\nu = 2\pi/\omega$ se deduce că $\omega = kv$ și cum $v = ct$ rezultă că graficul de variație a pulsației ω în funcție de numărul de undă k este o linie dreaptă (fig. 1.75).

În cazul mediilor dispersive această dependență nu mai este o dreaptă (fig. 1.76).

1.2.8. VITEZA DE FAZĂ ȘI VITEZA DE GRUP

Dispersia undelor explică particularitățile propagării undelor mai complexe prin mediile dispersive. Astfel să aruncăm o piatră pe suprafața liniștită a unui lac Din punctul în care a căzut piatra se formează un val care se propagă înspre extremități. Observînd atent propagarea acestuia se constată că creasta valului, adică punctul în care perturbația este maximă se deplasează cu o viteză mai mică decît cea a punctelor din porțiunea sa anterioară. Din această cauză, pe măsură ce valul se propagă se constată o extindere a regiunii ocupate de acesta.

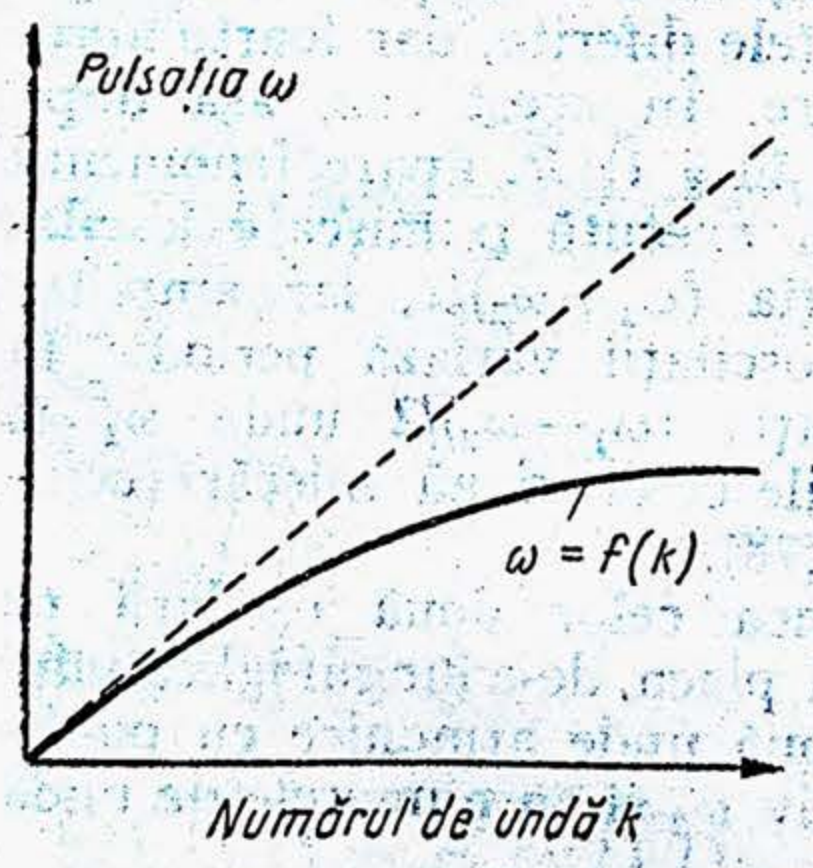


Fig. 1.76. Curba de variație a pulsației ω în funcție de numărul de undă k, pentru un mediu dispersiv

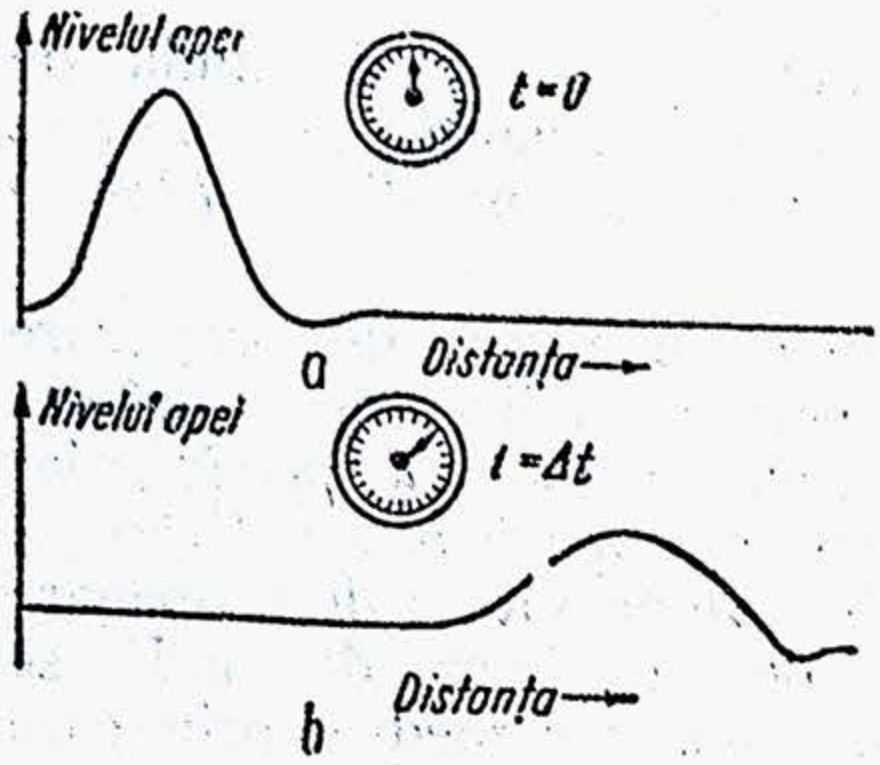


Fig.1.77. Propagarea unui impuls printr-un mediu dispersiv: *a* — forma impulsului în momentul inițial; *b* — forma impulsului într-un moment de timp ulterior

Esența fenomenelor care se produc în caz acest este mai greu de sesizat deoarece undele care iau naștere fiind circulare produc o perturbație din ce în ce mai mică pe măsură ce se îndepărtează de sursă, datorită măririi regiunii spațiale perturbate.

Dacă vom lucra cu unde plane atunci esența fenomenelor apare mai clar. Astfel să considerăm un jgheab umplut cu apă la extremitatea căruia se află o paletă acționată de un mecanism automat cu ajutorul căruia se formează valuri, adică unde.

Dacă paleta este introdusă brusc în apa jgheabului atunci ia naștere un impuls care se propagă înspre cealaltă extremitate. Se constată de asemenea că viteza de propagare a maximului impulsului este mai mică decît ceea a punctelor din porțiunea sa anterioară. Pe măsură ce se propagă, impulsul se extinde de-a lungul unei regiuni spațiale din ce în ce mai largi concomitent cu mișcarea maximului perturbației. Forma impulsului în două momente de timp succesive este reprezentată în fig. 1.77.

Pentru a lămuri esența fenomenelor să presupunem că placa care produce undele este supusă simultan acțiunii a două mișcări oscilatorii îndreptate evident de-a lungul aceleiași direcții și care au amplitudinele egale, însă frecvențele diferite, dar foarte apropiate ca valoare. În acest caz, așa după cum s-a arătat în § 1.1.2. apare fenomenul de bătăi. Placa execută o mișcare oscilatorie cu pulsația $(\omega_1+\omega_2)/2$, iar amplitudinea acestor oscilații variază periodic în timp cu pulsația $(\omega_1-\omega_2)/2$ unde ω_1 și ω_2 sînt pulsațiile celor două mișcări componente (fig. 1.78).

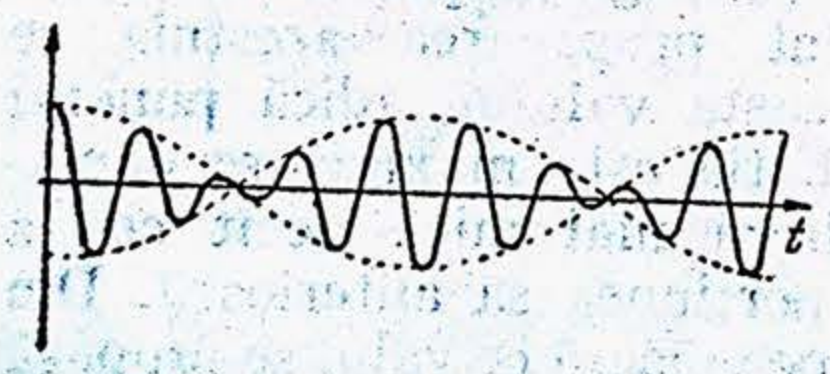


Fig.1.78. Mișcarea oscilatorie generată de sursă

Sub acțiunea celor două oscilații pe care le execută placa, de-a lungul jgheabului se formează două unde armonice cu pulsațiile ω_1 respectiv ω_2 și cu numerele de undă k_1, respectiv k_2.

Ne alegem astfel originea timpului ($t=0$) încît în acest moment oscilațiile produse

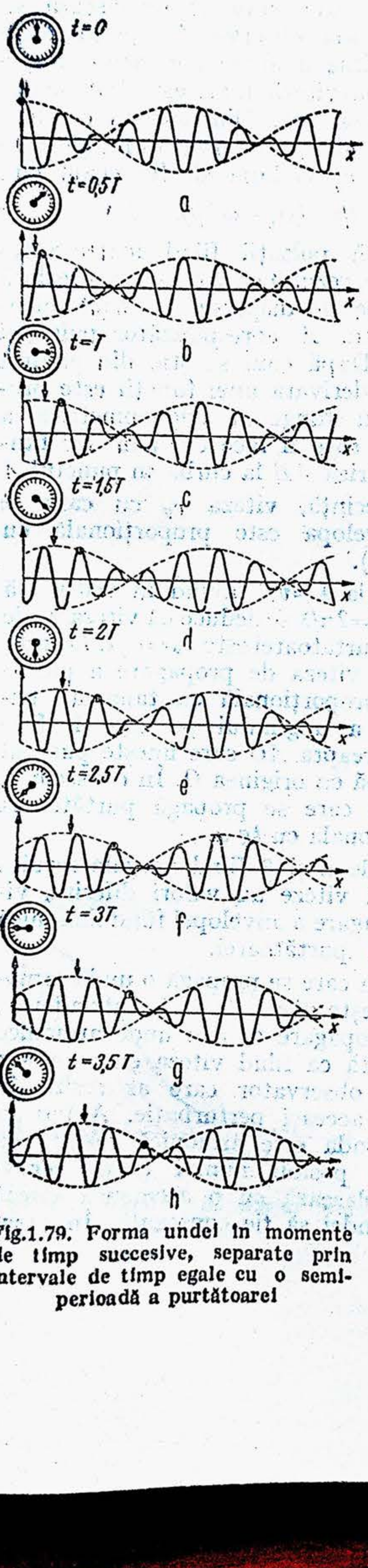


Fig.1.79. Forma undei în momente de timp succesive, separate prin intervale de timp egale cu o semiperioadă a purtătoarei

de cele două mișcări componente ale paletei să fie în fază. Forma undei rezultate în acest moment de timp este reprezentată în fig. 1.79 *a*. Pentru a nu se complică desenul nu au fost reprezentate undele componente. Cum era de așteptat se formează o undă care prezintă o variație spațială asemănătoare cu cea temporară a mișcării oscilatorii a sursei. Se formează deci o undă cu pulsația $(\omega_1+\omega_2)/2$ a cărei amplitudine variază cu pulsația $(\omega_1-\omega_2)/2$. Unda rezultantă este deci modulată în amplitudine. Unda care are pulsația $(\omega_1+\omega_2)/2$ se numește purtătoare.

Evoluția în timp a acestei unde poate fi urmărită cu ajutorul fig. 1.79 în care a fost reprezentată forma undei rezultante la momentele de timp separate prin intervale egale cu jumătate din perioada T a purtătoarei. Este important de menționat că formele undei rezultante au fost obținute deplasînd cele două unde componente cu distanțe neegale de-a lungul axei orizontale, deoarece, cele două unde caracterizîndu-se prin frecvențe diferite au în consecință și viteze de propagare neegale,

Dacă urmărim atent fig. 1.79 constatăm un fenomen interesant: unda purtătoare (desenată cu linie plină) se deplasează înspre dreapta cu o viteză mai mare decît cea cu care se deplasează anvelopa (desenată cu linie întreruptă). Într-adevăr să considerăm deplasarea punctului corespunzător perturbației maxime a undei purtătoare (desenat în figura cu un cerc negru) respectiv a punctului corespunzător maximului anvelopei (desenat cu o săgeată).

Punctul de maxim al anvelopei se obține în cazul în care cele două unde, în același moment de timp t și în același punct al spațiului caracterizat prin coordonata x au o diferență de fază egală cu zero, adică:

$$\varphi_1(x,t)-\varphi_2(x,t)=(\omega_1 t-k_1 x)-(\omega_2 t-k_2 x)=$$
$$=(\omega_1-\omega_2)t-(k_1-k_2)x=0$$

Un observator care se deplasează simultan cu unda observă în permanență valoarea maximă a anvelopei dacă se mișcă cu o asemenea viteză încît este îndeplinită condiția de mai sus. Din această condiție se deduce că viteza observatorului pe care o notăm cu v_g trebuie să fie egală cu:

$$v_g = x/t = (\omega_1 - \omega_2)/(k_1 - k_2)$$

Cele două pulsații fiind foarte apropiate între ele, rezultă că viteza v_g reprezintă derivata curbei de dispersie $\omega = \omega(k)$ calculată în punctul A corespunzător pulsației purtătoarei. După cum se știe din analiza matematică, derivata unei funcții este proporțională cu tangenta trigonometrică a unghiului pe care îl face cu axa Ox tangenta geometrică AB la curbă în punctul A

În consecință, viteza v_g cu care se propagă anvelopa este proporțională cu $tg\beta$ (fig. 1.80).

Din relația $\lambda = vT$, avînd în vedere că $T = 2\pi/\omega$ și $k = 2\pi/\lambda$ se deduce că viteza v_φ de propagare a purtătoarei este $v_\varphi = \omega/k$. Aceasta înseamnă că viteza de propagare a purtătoarei este proporțională cu tangenta trigonometrică a unghiului pe care îl face cu axa Ox dreapta AO care unește punctul A de pe curbă cu originea O. În consecință, viteza v_φ cu care se propagă purtătoarea este proporțională cu $tg\ \alpha$.

Unghiurile α și β fiind neegale rezultă că cele două viteze au valori diferite, viteza de propagare a anvelopei fiind mai mică decît cea a purtătoarei.

Viteza cu care se propagă o undă armonică se numește *viteză de fază*. Într-adevăr, viteza de propagare a unei unde armonice a fost definită ca fiind viteza cu care s-ar deplasa un observator care ar sesiza în permanență aceeași perturbație. Avînd în vedere că unda este armonică rezultă că aceasta este posibil numai dacă observatorul se deplasează cu o asemenea viteză încît faza undei să fie constantă. În cazul

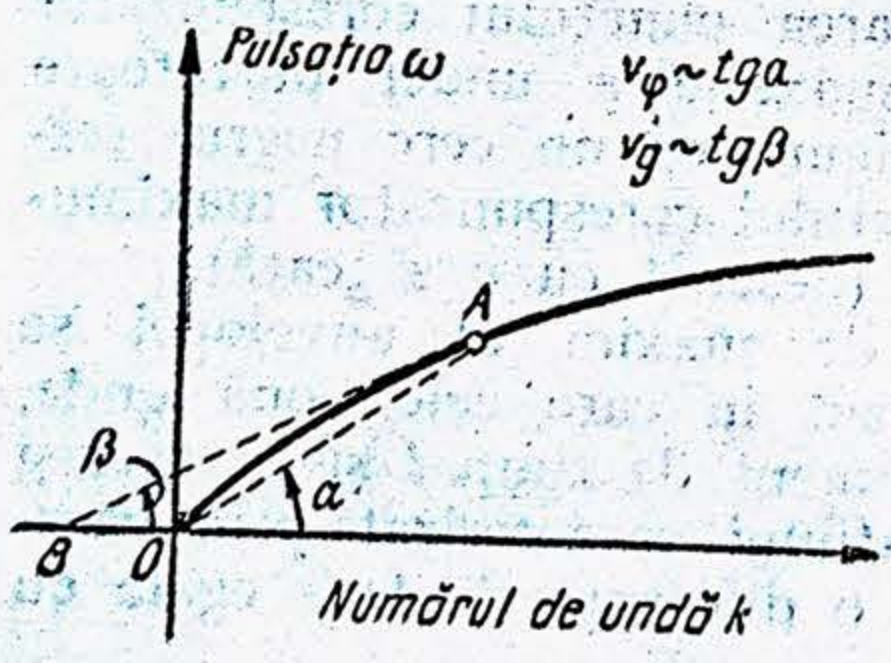


Fig.1.80. Viteza de fază și viteza de grup

undei unde armonice, viteza de fază notată cu simbolul v_φ reprezintă și viteza cu care se propagă aceasta, adică în fond energia.

În cazul unei unde mai complexe cum a fost cazul celei considerate în fig. 1.79 cele două unde componente se deplasează cu viteze de fază diferite. Anvelopa se deplasează cu o viteză v_g denumită *viteză de grup*, deoarece reprezintă viteza cu care se deplasează centrul grupului care formează o bătaie a undei. Așa după cum s-a arătat, densitatea energiei transportată în unitatea de timp de către o undă este proporțională cu pătratul amplitudinii acesteia. Rezultă că *viteza cu care o undă transportă energia este egală cu viteza de grup*. Din această cauză *viteza de grup trebuie aă aibă întotdeauna o valoare mai mică decît cea a luminii în vid*, așa cum cere teoria relativității.

Viteza de fază nereprezentînd în acest caz viteza cu care este transportată energia, nu este supusă acestei condiții. Aceasta explică de ce în unele cazuri viteza de fază a undelor electromagnetice poate să fie mai mare decît cea a luminii, fără ca prin aceasta să apară vreo violare a teoriei relativității.

În experințele de determinare a vitezei de propagare a unei unde se măsoară întotdeauna viteza de deplasare a energiei. Rezultă deci că *numai viteza de grup poate fi măsurată experimental*.

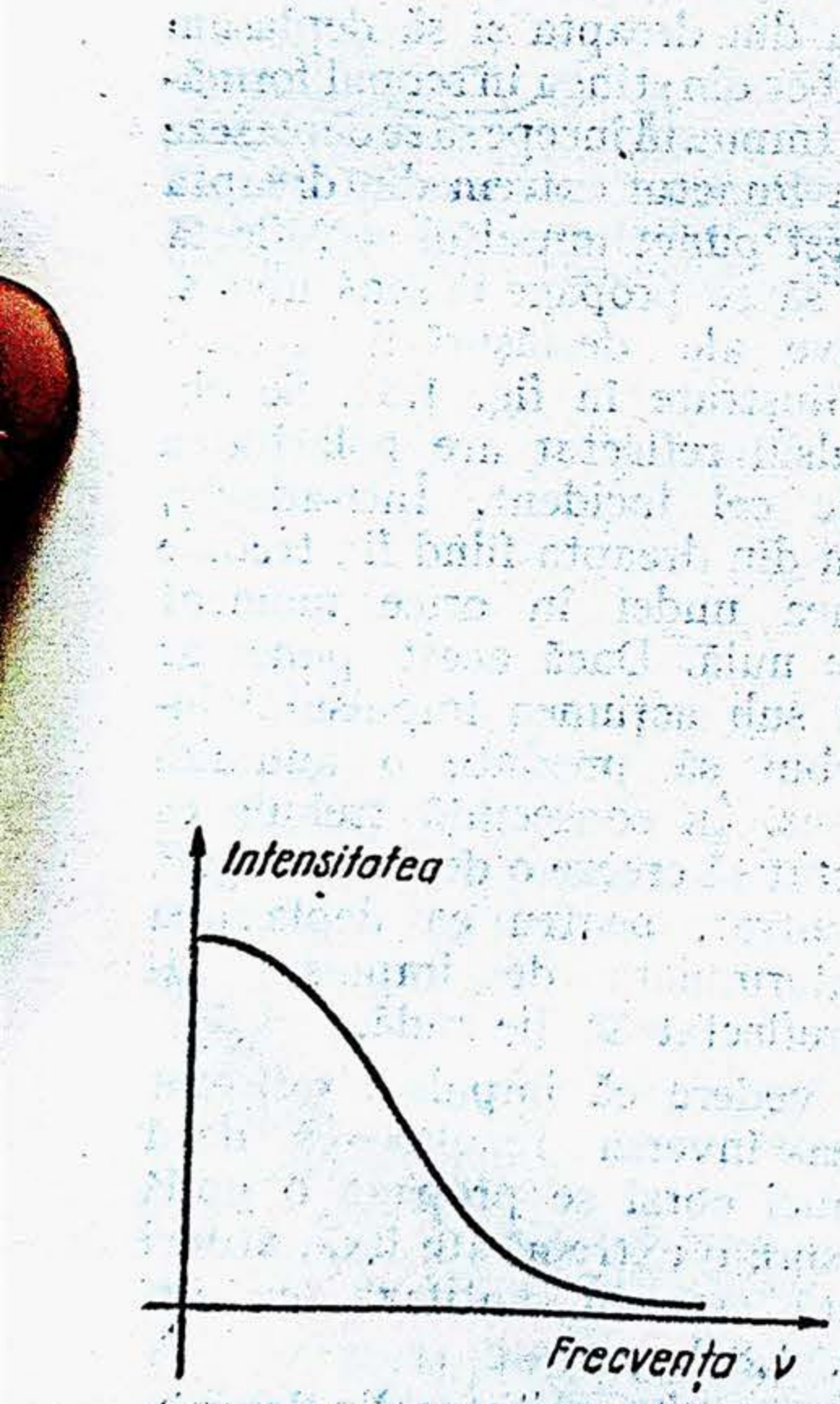


Fig.1.81. Spectrul impulsului din fig.1.77

Revenind la problema inițială ne putem explica foarte ușor particularitățile propagării impulsului de-a lungul jgheabului. Impulsul inițial corespunzător perturbației de la $t=0$ fiind neperiodic are un spectru continuu (fig. 1.81). Undele armonice componente, avînd vitezele de propagare egale cu viteza de fază, se propagă cu viteze diferite, datorită dispersiei. Din această cauză, odată cu scurgerea timpului decalajul dintre undele rapide și cele mai lente se mărește continuu, ceea ce face ca im-

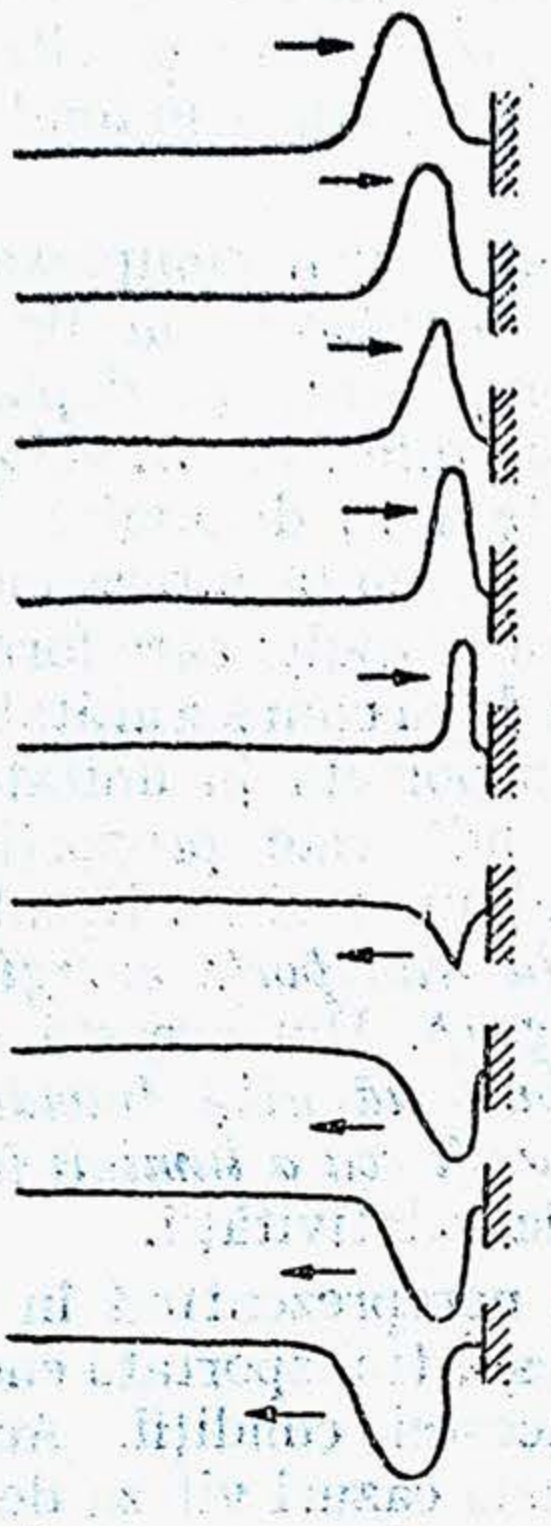


Fig. 1.82. Refle ia unui impuls care se propagă de-a lungul unei corzi vibrante, fixate la extremitatea opusă

pulsul să se extindă spațial. Energia transportată de către impuls se diluează de-a lungul unei regiuni mai extinse a spațiului, din care cauză valoarea perturbației maxime se micșorează în momentele de timp următoare.

1.2.9. UNDE STAȚIONARE

Undele staționare se formează în cazul în care mediul care suportă propagarea acestora este limitat în spațiu. Ele iau naștere prin suprapunerea undelor directe cu cele reflectate de frontierele domeniului.

Să considerăm o coardă vibrantă fixată la extremitatea din dreapta și să deplasăm brusc capătul liber din stînga în scopul formării unui impuls. Impulsul începe să se deplaseze înspre dreapta. Punctul extrem din dreapta este fix. În acest punct impulsul se reflectă și începe apoi să se propage în sens invers. Fazele succesive ale desfășurării acestui fenomen sînt ilustrate în fig. 1.82. Se observă că impulsul reflectat are polaritatea inversă față de cel incident. Într-adevăr, punctul extrem din dreapta fiind fix trebuie ca amplitudinea undei în orice moment de timp să fie nulă. Dacă acest punct ar fi liber atunci sub acțiunea impulsului incident ar trebui să prezinte o anumită deplasare în sus. În consecință trebuie ca impulsul reflectat să creeze o deplasare egală și de sens contrar, pentru ca deplasarea rezultantă determinată de impulsul incident și cel reflectat să fie nulă.

Avînd în vedere că impulsul reflectat are polaritatea inversă rezultă că dacă de-a lungul unei corzi se propagă o undă sinusoidală înspre o extremitate fixă, atunci unda reflectată este în antifază cu cea incidentă (fig. 1.83).

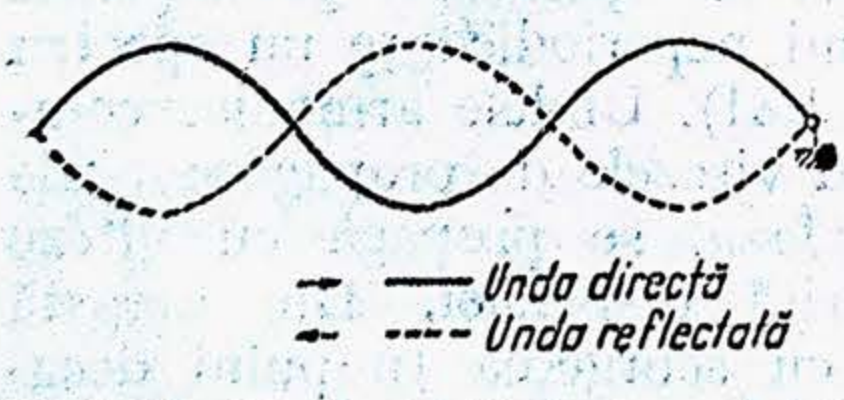


Fig.1.83. Unda incidentă și unda reflectată de-a lungul unei corzi vibrante fixate la capăt

În cazul în care extremitatea din dreapta a corzii vibrante este liberă impulsul reflectat are aceeași polaritate cu cea a celui

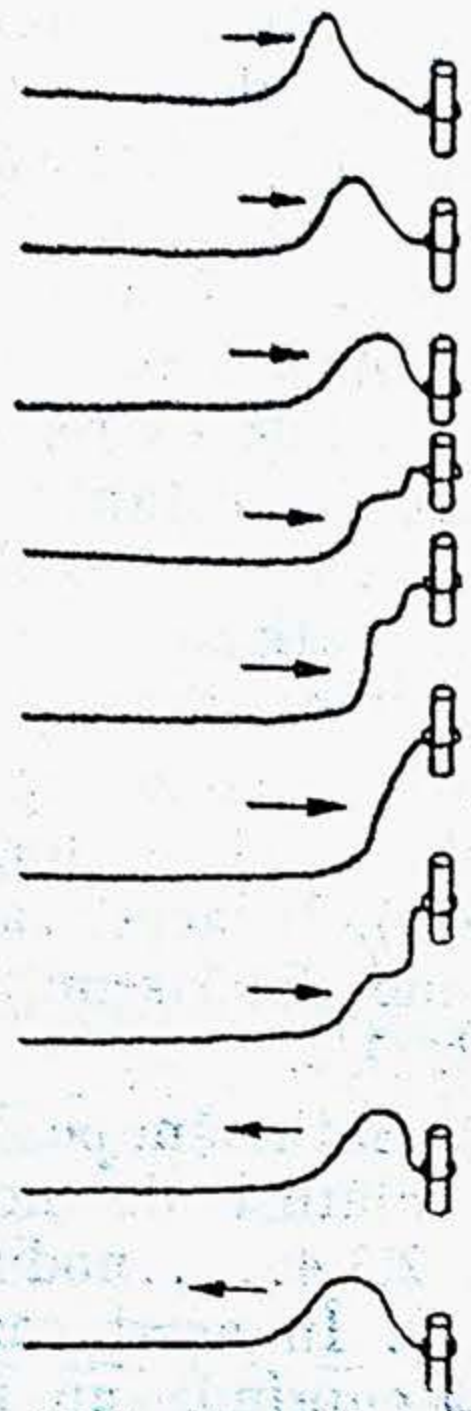


Fig.1.84. Reflexia unui impuls care se propagă de-a lungul unei corzi vibrante, liberă la extremitatea opusă

incident, după cum se poate constata din fig. 1.84.

Avînd în vedere că împulsul reflectat are aceeași polaritate cu cel incident, rezultă că dacă de-a lungul unei corzi se propagă o undă sinusoidală către o extremitate liberă, atunci unda reflectată este în fază cu cea incidentă (fig. 1.85).

Reflexia undelor ne permite să explicăm modul în care vibrează o coardă fixată la ambele extremități. Astfel, să presupunem că printr-un mijloc oarecare formăm de-a lungul corzii o undă sinusoidală care se propagă înspre dreapta. Unda incidentă se reflectă în acest punct. Se formează astfel unda reflectată în antifază cu cea incidentă care se propagă în sens invers. De-a lungul corzii vibrante se propagă deci două unde în antifaza și în sensuri opuse. Pentru a determina mișcarea rezultantă trebuie să adunăm deplasările produse de fiecare undă în parte, evident considerînd sensurile acestora. Această operație pentru diverse momente de timp a fost efectuată în fig. 1.86.

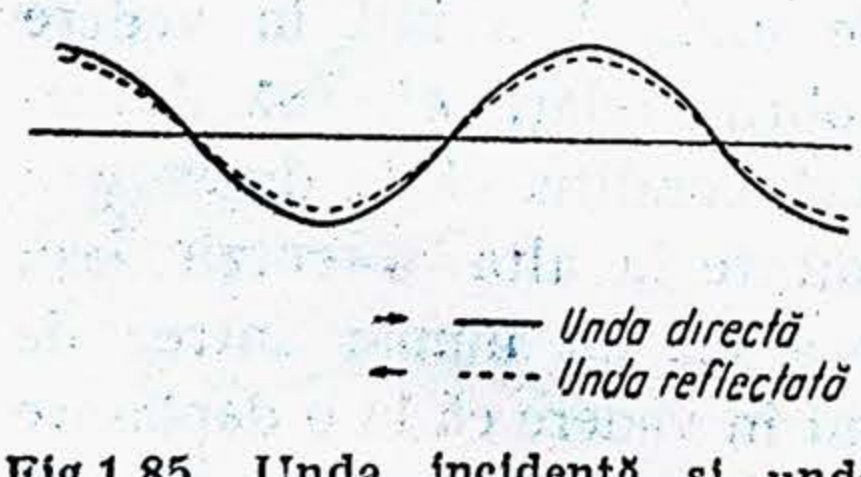


Fig.1.85. Unda incidentă și unda reflectată de-a lungul unei corzi vibrante liberă la capăt

Din examinarea acestei figuri, se observă că există anumite puncte de-a lungul corzii în care întotdeauna amplitudinea undei este nulă. Aceste puncte se numesc *noduri*. Distanța dintre noduri vecine este egală cu o semilungime de undă. Deplasările punctelor situate la mijlocul distanței dintre două noduri au în fiecare moment de timp valori maxime, în comparația cu cele ale punctelor vecine. Aceste puncte se numesc *ventre* sau *antinoduri*.

Undele care iau astfel naștere se numesc *unde staționare*. Aspectul lor nu lasă să se întrevadă faptul că în realitate o asemenea undă care pare să fie „imobilă" este formată din două unde componente care se propagă în sensuri opuse.

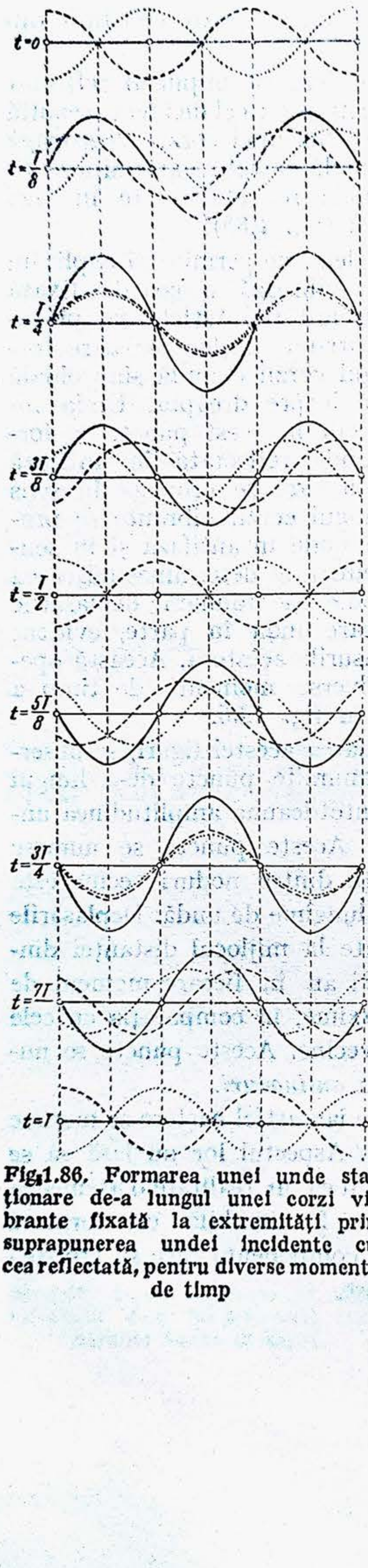


Fig.1.86. Formarea unei unde staționare de-a lungul unei corzi vibrante fixată la extremități prin suprapunerea undei incidente cu cea reflectată, pentru diverse momente de timp

O coardă vibrantă poate să vibreze în mai multe moduri. Într-adevăr condiția ca în punctele extreme să se formeze cîte un nod, poate fi îndeplinită în mai multe moduri. Astfel, putem să considerăm că de-a lungul corzii se formează numai două noduri și anume în punctele extreme (fig. 1.87 *a*). Avînd în vedere că distanța dintre două noduri este egală cu $\lambda/2$ rezultă că lungimea de undă λ satisface condiția $L=\lambda/2$ unde L este lungimea corzii.

Un alt mod de vibrație a corzii apare în cazul în care la mijlocul ei se formează încă un nod (fig. 1.87 *b*). În acest caz lungimea corzii L cuprinde două semilungimi de undă, adică $L=2.\ \lambda/2$.

Evident, putem să continuăm pe această linie considerînd că alături de nodurile extreme se formează 2,3,4.....noduri intermediare (fig. 1.87 *c*). În acest caz lungimea corzii trebuie să cuprindă un număr de 3,4,5...semilungimi de undă.

Modurile de vibrație ale corzii satisfac condiția ca lungimea L să cuprindă un întreg n de semilungimi de undă, adică $L=n.\ \lambda/2$. Avînd în vedere că $\lambda=vT$ unde v este viteza de propagare rezultă că frecvențele υ pe care vibrează coarda sînt date de relația $\nu=v/\lambda=n.v/2L$. Dacă se notează cu ν_1 frecvența corespunzătoare lui $n=1$, atunci frecvențele pe care vibrează coarda formează șirul infinit $\nu_1,\ 2\nu_1,\ 3\nu_1,\ldots,n\nu_1\ldots$ care depinde de un singur parametru.

Condiția de formare a undelor staționare $L=n.\lambda/2$ poate fi exprimată și în funcție de numărul de undă k avînd în vedere că $k=2\pi/\lambda$. Se obține relația $kL=n\lambda$. Această relație reflectă condiția că la deplasarea de la o extremitate la alta a corzii faza undei să crească cu un număr întreg de π radiani. Avînd în vedere că la o deplasare egală cu $\lambda/2$ faza variază cu π, această condiție este echivalentă cu cea care cere ca lungimea

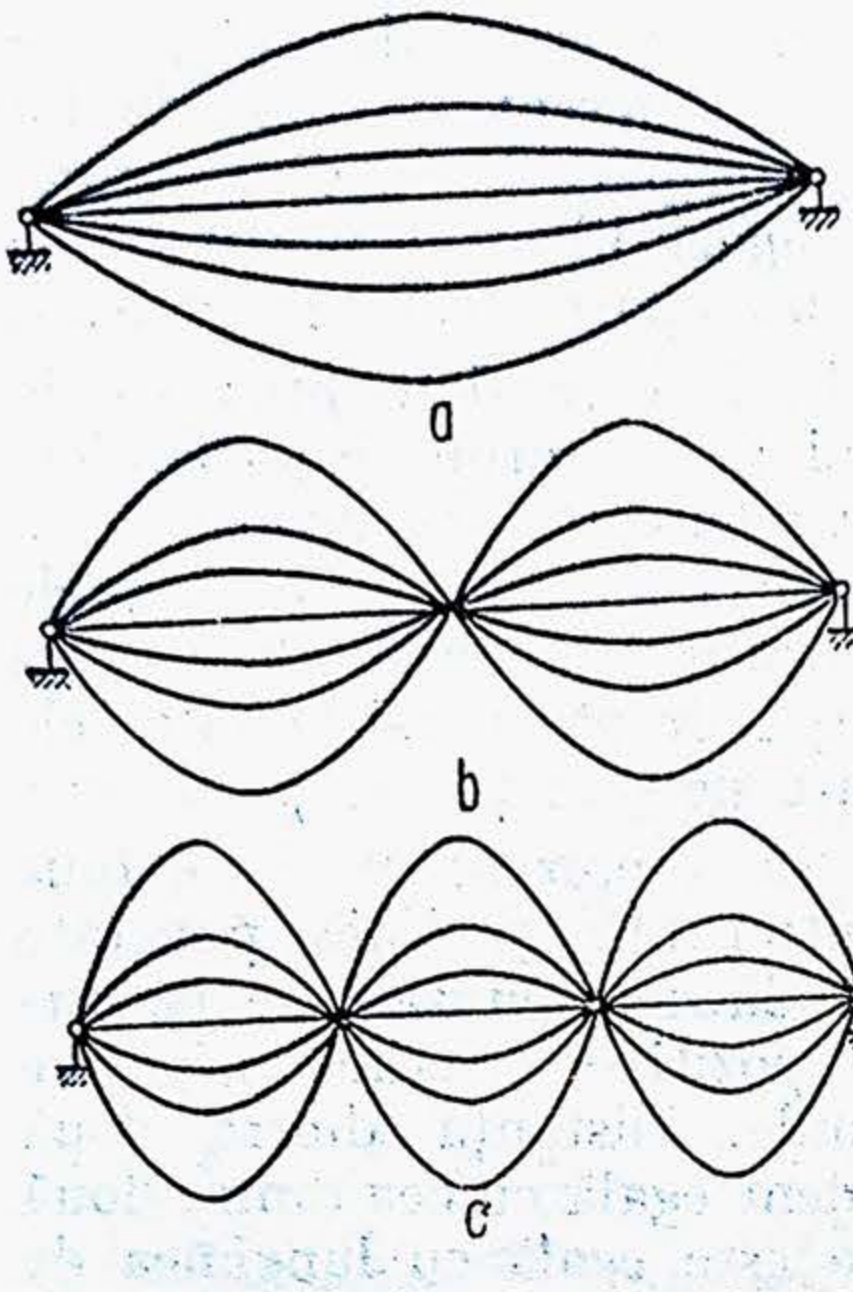


Fig.1.87. Modurile de vibraţie ale unei corzi fixate la ambele capete: *a*—fundamentala; *b*—armonica întîia; *c*—armonica a doua

corzii să cuprindă un număr întreg de semilungimi de undă.

Cele două unde componente care prin compunere formează unda staţionară se caracterizează prin vectorii de propagare **k** şi—**k**, egali şi de semne contrare.

În concluzie, *de-a lungul corzii vibrante se formează o undă staţionară dacă se propagă două unde cu vectorii de propagare* **k** *egali şi de semne, contrare modulul lor satisfăcînd condiţia* $k\,L=n\,\pi$.

1.2.10. GHIDURI DE UNDĂ

În foarte multe aplicaţii este necesar ca undele să se propage dintr-o regiune într-alta fără să se împrăştie în tot spaţiul. Apare astfel necesitatea de a se realiza *propagarea ghidată a undelor*. În acest scop se construiesc dispozitive speciale în care undele sînt obligate să se propage numai într-o regiune limitată de pereţi reflectători. Aceste dispozitive se numesc *ghiduri de undă*. Astfel pentru ghidarea propagării undelor acustice se utilizează tuburi goale în interior, cu o secţiune convenabil aleasă, de obicei circulară.

Esenţa fenomenelor apare mai clar dacă vom considera undele care se propagă într-un spaţiu cu două dimensiuni. În acest scop vom studia propagarea undelor printr-o membrană fixată de-a lungul a două drepte paralele, dispuse la distanţa a între ele (fig. 1.88). Undele sînt „introduse“ la unul din capetele acestui ghid şi „extrase“ la celălalt.

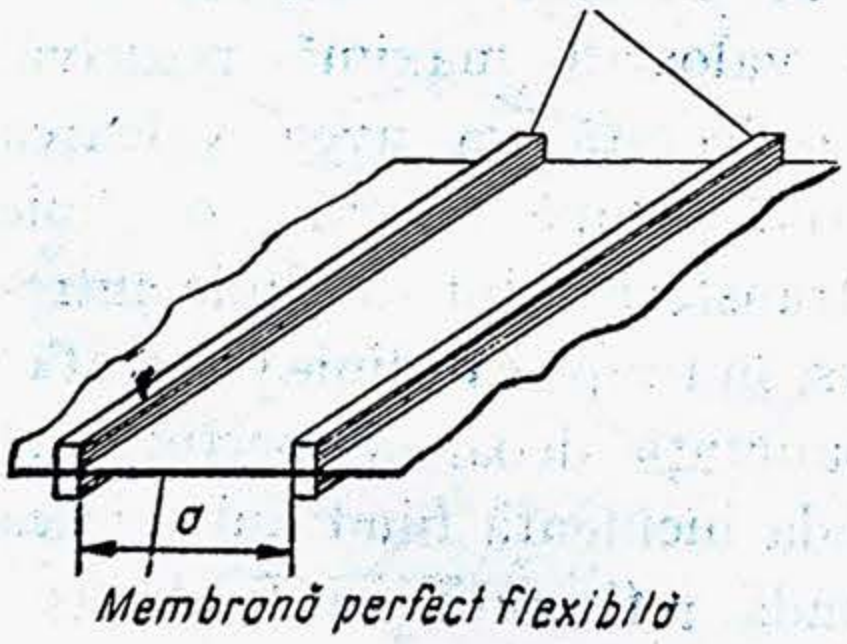


Fig. 1.88. Ghid de undă format dintr-o membrană perfect flexibilă, fixată de-a lungul a două drepte

Prin acest ghid de undă dorim să transmitem o undă cu o anumită frecvenţă ν_0, respectiv pulsaţia $\omega_0=2\,\pi\nu_0$. În cazul în care membrana ar fi liberă, adică ar fi infinit extinsă, o asemenea undă s-ar propaga cu viteza v care reprezintă în acelaşi timp atît viteza de fază, cît şi viteza de grup. Acestei propagări libere îi corespunde lungimea de undă $\lambda_0=v/\nu_0$. Presupunem

că membrana este perfect flexibilă, ceea ce înseamnă că indiferent de pulsația lor toate undele se propagă cu aceeași viteză v. În cazul propagării libere prin membrana infinit extinsă nu apare dispersia undelor.

Unda de la intrare determină că în interiorul ghidului să se propage un fascicul de unde plane. Direcția de propagare a acestui fascicul face unghiul θ cu dreptele de fixare. Fronturile de undă ale acestui fascicul sînt niște drepte paralele între ele și perpendiculare pe direcția de propagare.

Convenim să reprezentăm prin linie plină, linie întreruptă și linie punctată fronturile de undă corespunzătoare perturbației maxime pozitive, maxime negative și respectiv nule. Distanța dintre două linii pline, evident egală cu cea dintre două linii întrerupte este egală cu lungimea de undă λ_0.

Fenomenele care se petrec după ce acest fascicul întîlnește dreapta de fixare inferioară pot fi urmărite cu ajutorul fig. 1.89. În fig. 1.89 *a* a fost surprins momentul în care extremitatea stîngă a fasciculului a atins dreapta de fixare inferioară. Deoarece membrana este fixată de-a lungul acestei drepte, rezultă că apare reflexia undelor. Punctele în care se produce reflexia fiind fixe, determină că unda reflectată să fie defazată cu π față de cea incidentă. În consecință, dacă în punctul de reflexie unda incidentă are valoarea maximă pozitivă, atunci unda reflectată va avea valoarea maximă negativă. După reflexie, o „linie plină" se va transforma într-o „linie întreruptă" și invers, în timp ce o „linie punctată" rămîne tot punctată deoarece perturbația produsă de unda incidentă fiind nulă și cea produsă de unda reflectată va fi de asemenea tot nulă.

După reflexie, undele se propagă de-a lungul unei direcții simetrice față de per-

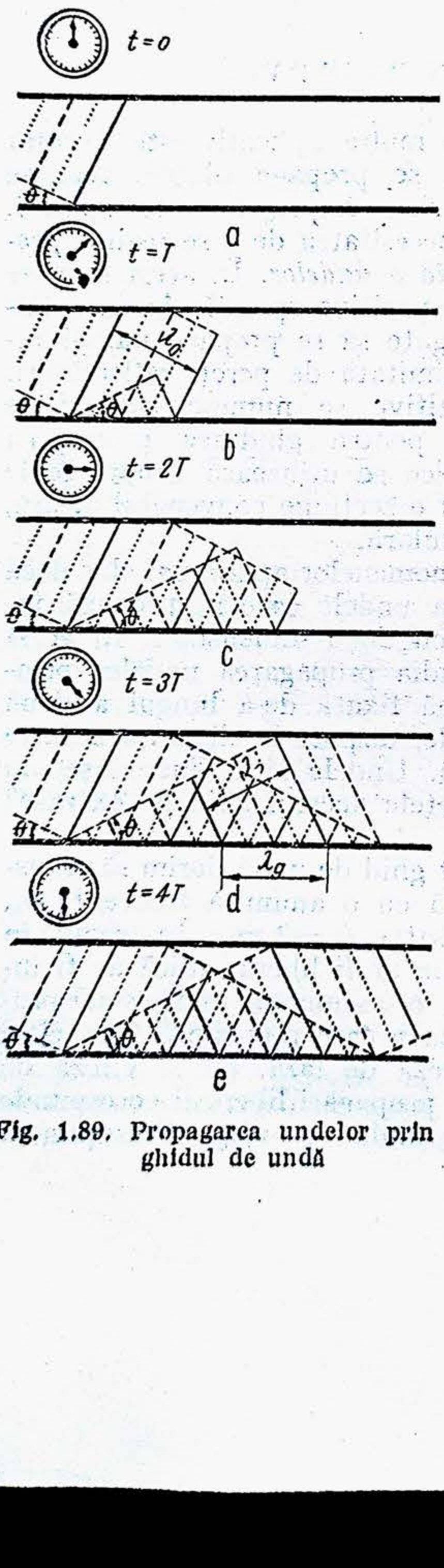


Fig. 1.89. Propagarea undelor prin ghidul de undă

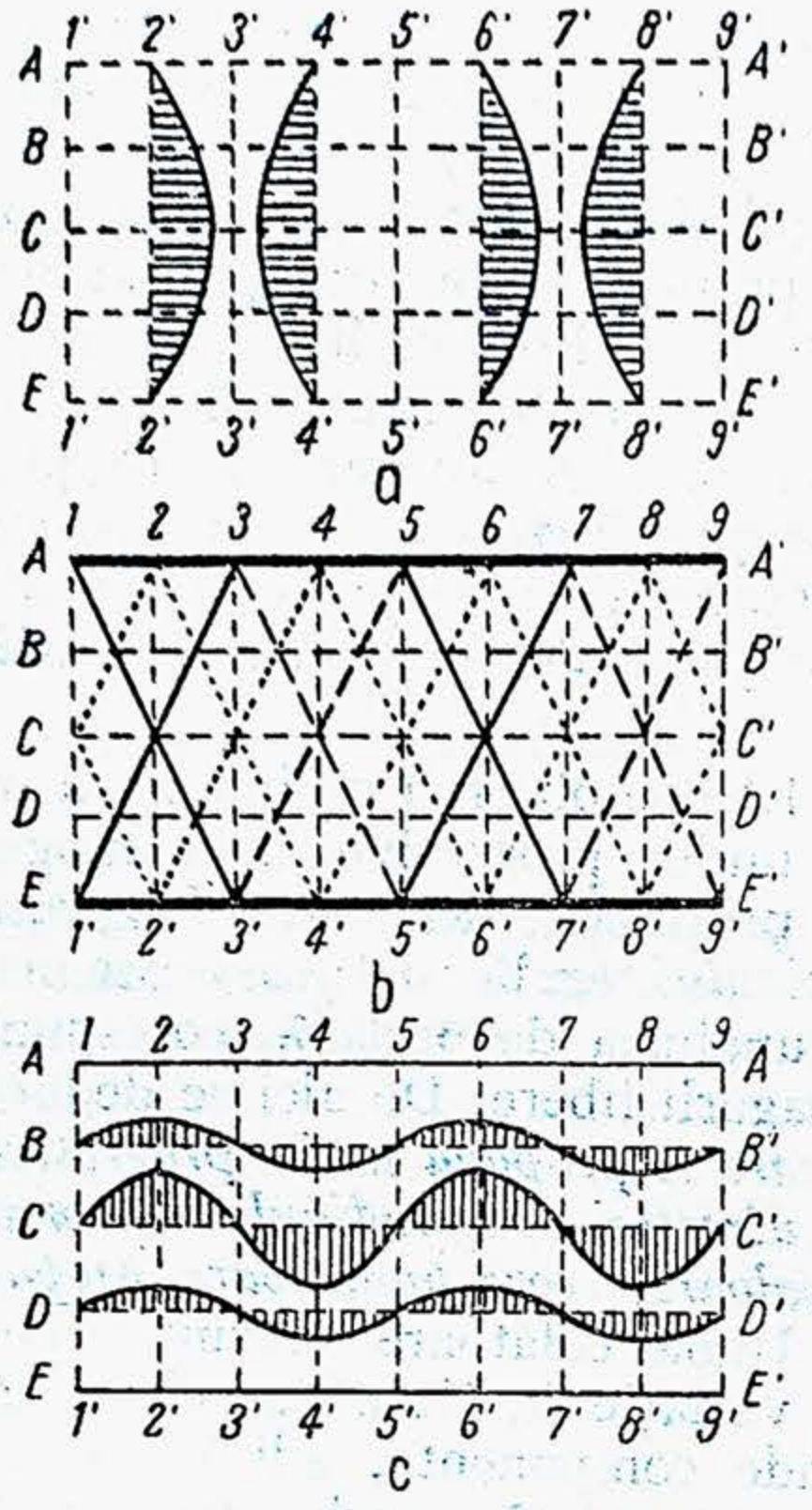


Fig. 1.90. Perturbațiile produse de-a lungul direcției transversale — *a*, respectiv longitudinale — *c* de unda care se propagă prin ghid — *b*

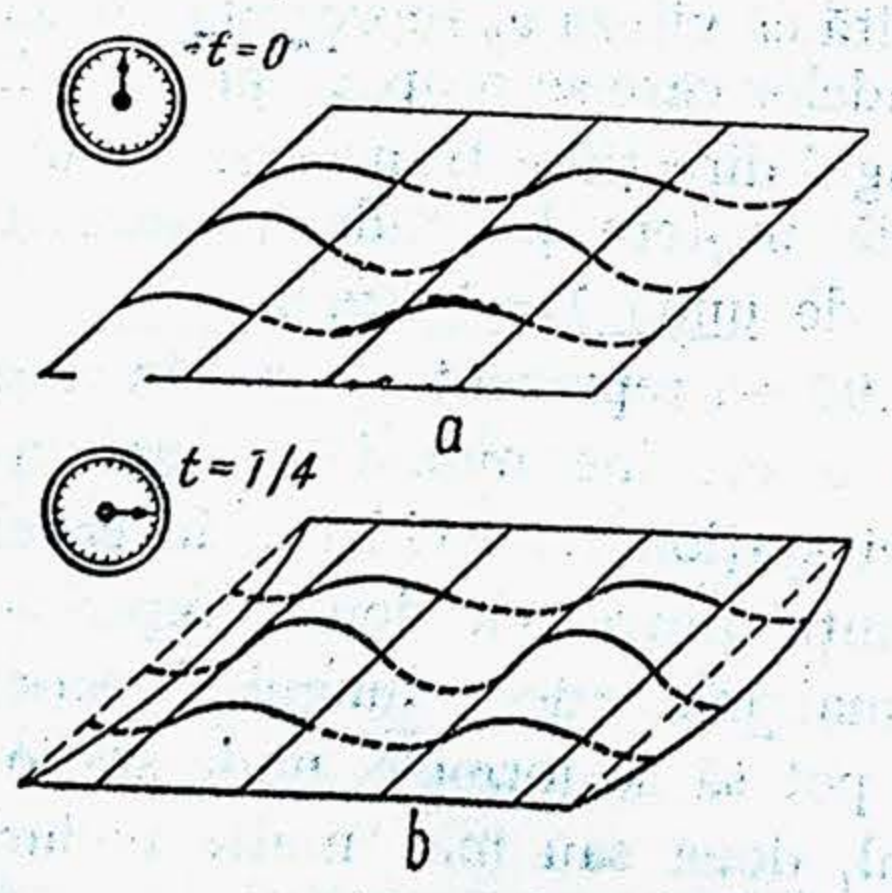


Fig. 1.91. Forma pe care o are membrana în momentul inițial — *a* și într-un moment de timp imediat următor — *b*

pendiculara pe cele două drepte de fixare. În figurile care urmează au fost reprezentate perturbațiile produse de unda incidentă și de cea reflectată, la momente de timp separate prin intervale egale cu cîte o perioadă. Se observă că prin membrană se propagă un sistem de două unde al căror front este înclinat spre dreapta și respectiv spre stînga.

Forma undei rezultante se determină adunînd, evident cu semnele lor, perturbațiile produse de fiecare undă în parte. În punctele în care se întîlnesc două linii pline, perturbațiile produse de cele două unde avînd valorile maxime pozitive, rezultă că și perturbația rezultantă are valoarea maximă pozitivă. Din același motiv, în punctele în care se întîlnesc două drepte întrerupte, perturbația rezultantă are valoarea maximă negativă. În punctele în care se întîlnesc două drepte punctate, perturbația rezultantă este nulă deoarece perturbațiile produse de cele două componente sînt nule. Tot o perturbație rezultantă nulă se obține și în punctele în care se întretaie o linie plină cu una întreruptă, deoarece perturbațiile produse de cele două unde sînt egale și de semne contrare.

Efectuînd compunerea celor două unde și pentru alte puncte se obțin curbele de variație ale perturbației rezultante de-a lungul unor direcții transversale, adică perpendiculare pe cele două drepte de fixare, respectiv longitudinale, adică paralele cu aceste drepte (fig. 1.90).

Forma pe care o are membrana în momentul de timp considerat este reprezentată în fig. 1.91 *a*. După un scurt interval de timp, datorită propagării celor două sisteme de unde, toate fronturile de undă se deplasează puțin înspre dreapta. Aceasta înseamnă că noua formă a membranei se obține dacă deplasăm vechea formă înspre dreapta cu o mică distanță.

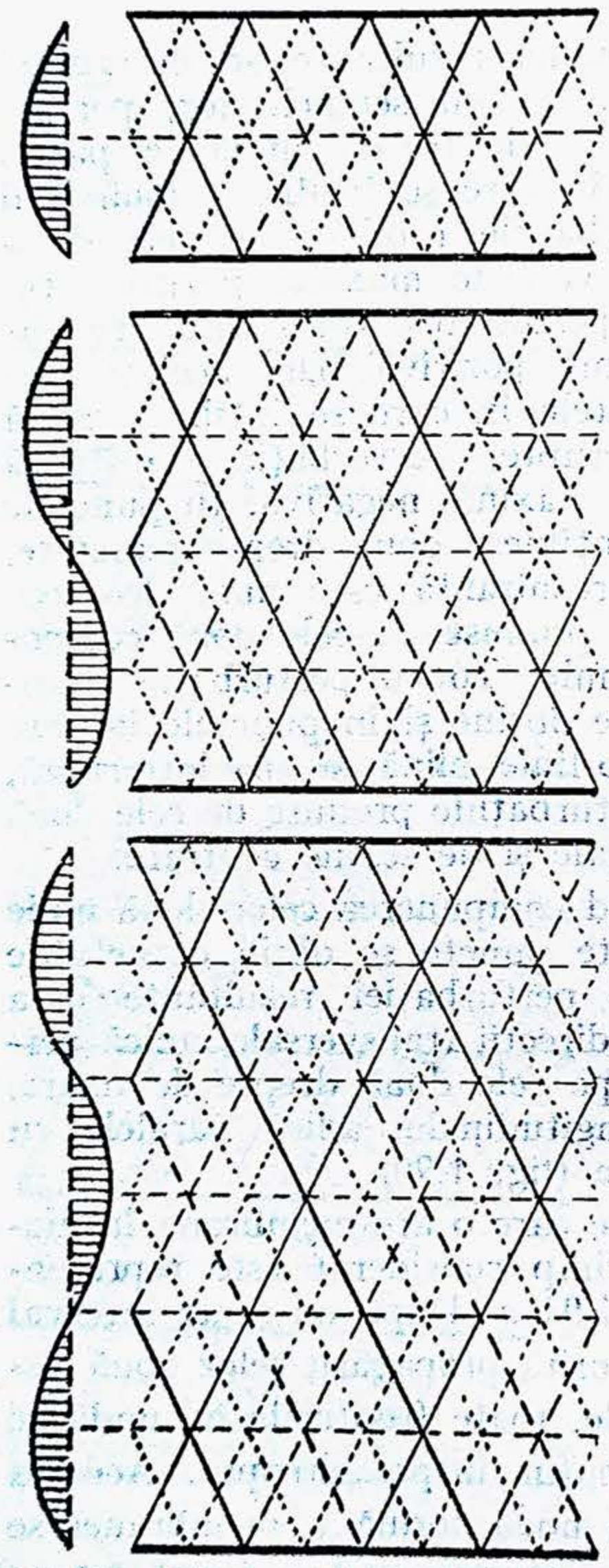


Fig. 1.92. Modurile de propagare ale unei unde printr-un ghid de undă

Unda rezultantă are o formă complexă. De-a lungul direcțiilor transversale, unda rezultantă dă naștere la *unde staționare*, iar de-a lungul direcțiilor longitudinale, la unde care se propagă înspre dreapta, amplitudinea acestora fiind din ce în ce mai mică pe măsură ce se mărește distanța de la linia mijlocie, pînă cînd se anulează în dreptul celor două drepte de fixare. Pentru a-i sublinia proprietatea de a se propaga această undă se numește *undă progresivă sau călătoare*.

Din fig. 1.89 se observă că lungimea de undă λ_g a undei progresive de-a lungul direcției de propagare denumită *lungimea de undă a ghidului*, egală cu $\lambda_0/cos\theta$ este mai mare decît lungimea de undă λ_0 corespunzătoare propagării libere. De aici se deduce că *viteza cu care se propagă unda progresivă de-a lungul direcției longitudinale este mai mică decît valoarea corespunzătoare propagării libere*. Unda călătoare prezintă același ritm de variație în timp cu cele două seturi de unde componente, adică aceeași pulsație. În consecință, unda progresivă se propagă prin ghid cu o viteză v_g mai mică decît viteza v corespunzătoare propagării libere. Deoarece unda progresivă transportă energie, rezultă că viteza v_g reprezintă viteza de grup a undelor care se propagă prin ghid.

De-a lungul direcțiilor transversale unda rezultantă dă naștere la unde staționare cu lungimea de undă $\lambda_s=\lambda_0/sin\theta$.

În fig. 1.90 s-a reprezentat cazul în care dimensiunea a conține numai o semilungime a undei staționare. Evident, în cazul în care distanța dintre cele două drepte de fixare este mai mare de-a lungul direcției transversale pot să se formele unde staționare cu unul, două sau mai multe noduri intermediare (fig. 1.92).

O proprietate interesantă a ghidului se obține în cazul în care pornind de exem-

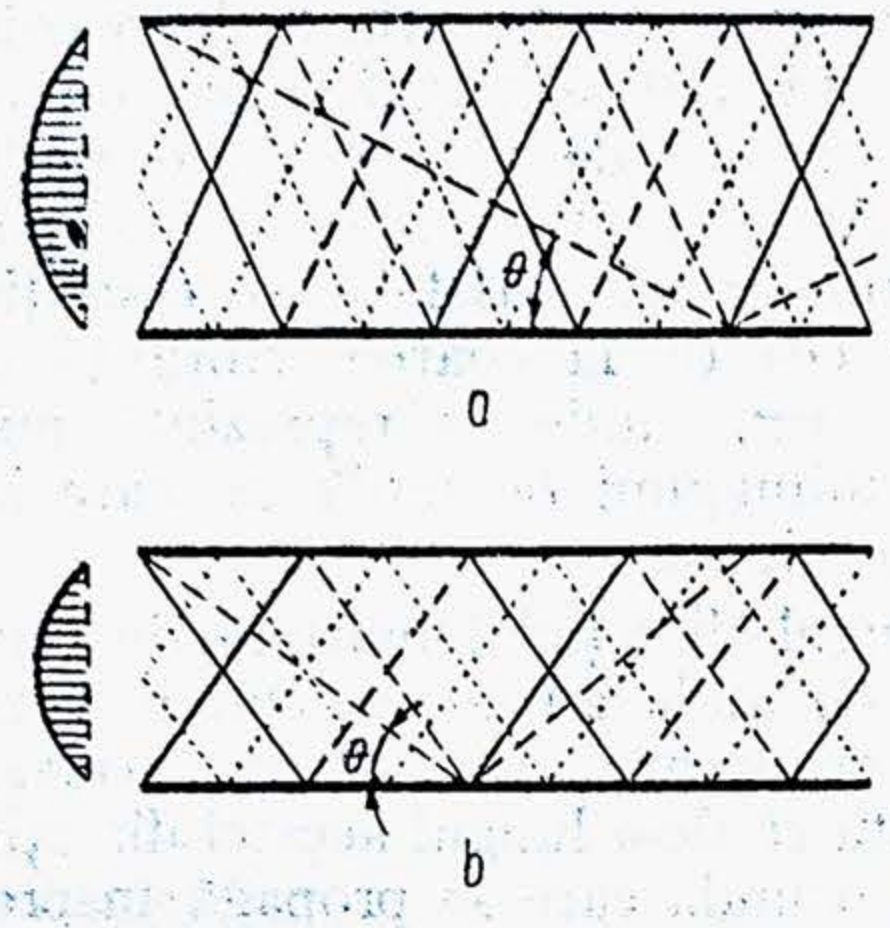


Fig. 1.93. Modificarea unghiului θ în cazul în care lățimea ghidului se micșorează

plu de la situația reprezentată în fig. 1.93 *a* se micșorează continuu distanța dintre cele două drepte de fixare. Pentru a satisface condiția de formare a undei staționare de-a lungul direcției transversale, care cere ca dimensiunea *a* să cuprindă cel puțin o semilungime de undă $a=1/2\cdot\lambda_s=\lambda_0/2\ sin\theta$ este necesar să mărim unghiul θ. Intr-adevăr, în acest caz λ_s scade astfel încît putem să îndeplinim condiția $a=\lambda_s/2$. Scăderea lungimii de undă λ_s este însoțită de mărirea lungimii de undă λ_g a ghidului deoarece $\lambda_g=\lambda_0/cos\ \theta$. Dacă continuăm să apropiem cele două drepte de fixare, atunci se ajunge în situația în care $\theta=\pi/2$, ceea ce înseamnă că λ_s devine egală cu λ_0, adică $a=\lambda_0/2$. Lungimea de undă λ_g devine însă infinită deoarece $cos\pi/2=0$, ceea ce înseamnă că de-a lungul direcției longitudinale nu se mai poate propaga unda progresivă. Deoarece lungimea de undă λ_0 este determinată de frecvență rezultă că *există o frecvență denumită de tăiere sub care propagarea prin ghid nu este posibilă.*

În cazul considerat, fenomenele au fost ușor de urmărit deoarece „ghidul de undă" avea forma cea mai simplă cu putință. Pentru a putea studia cazurile mai complicate în care perturbațiile produse de unde sînt mai greu de urmărit vom aborda aceeași problemă cu ajutorul vectorului de propagare (fig. 1.94). Unda incidentă se caracterizează prin vectorul de propagare $\mathbf{k}_i$. Descompunem acest vector în componentele $\mathbf{k}_t$ și $\mathbf{k}_l$ de-a lungul direcției transversale, respectiv longitudinale. Punînd condiția ca unghiul de incidență să fie egal cu cel de reflexie se obține că de-a lungul aceloraşi direcții componentele vectorului de propagare $\mathbf{k}_r$ al undei reflectate sînt — $\mathbf{k}_t$ și $\mathbf{k}_l$

De-a lungul direcției transversale cele două seturi de unde au componentele vectorului de propagare egale și de semne con-

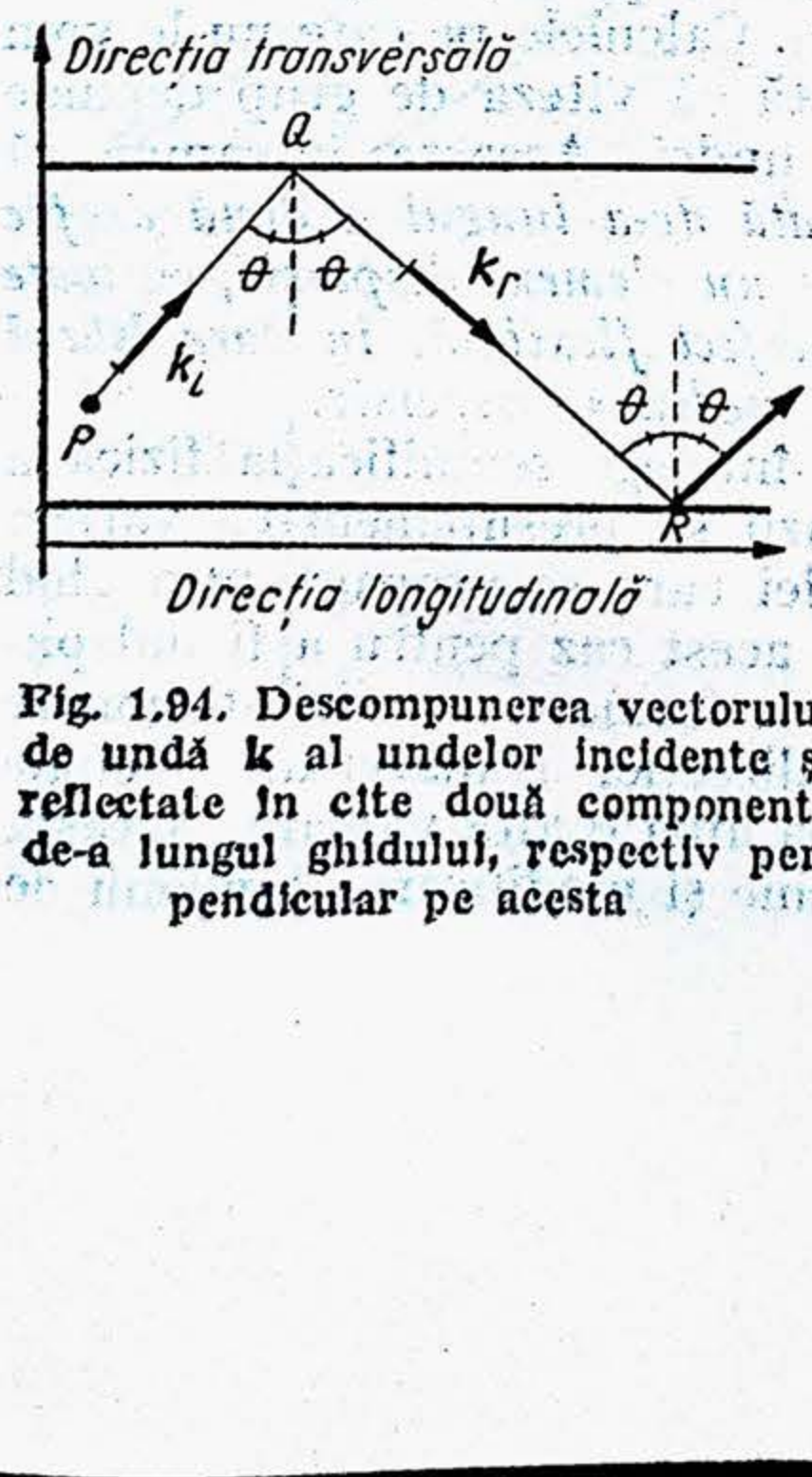


Fig. 1.94. Descompunerea vectorului de undă k al undelor incidente și reflectate în cîte două componente de-a lungul ghidului, respectiv perpendicular pe acesta

trare. Prin analogie cu situația de la coarda vibrantă rezultă că de-a lungul acestei direcții unda rezultantă dă naștere la o undă staționară. Aceasta înseamnă că componenta k_t trebuie să satisfacă o condiție analoagă cu cea de la coarda vibrantă și anume $k_t \cdot a = n\pi$, unde n reprezintă numărul de semilungimi de undă pe care le conține dimensiunea a.

De-a lungul direcției longitudinale cele două seturi de undă au componentele vectorului de propagare egale și de același semn. Rezultă că de-a lungul acestei direcții se formează o undă care se propagă înspre dreapta.

Din studiul acestui exemplu putem să tragem concluzia că *întotdeauna cînd interferă două sau mai multe seturi de unde caracterizate prin componente după o direcție ale vectorilor de propagare egale și de semne contrare unda rezultantă dă naștere de-a lungul acestei direcții la o undă staționară.*

Avînd în vedere că modulul vectorului de propagare al celor două seturi de unde satisface relația $k = \sqrt{k_t^2 + k_l^2}$ și că $k_t = n\,\pi/a$ rezultă că $k_l = \sqrt{\omega^2/v^2 - n^2\pi^2/a^2}$, deoarece $k = \omega/v$.

Din această relație se poate calcula viteza de grup a undei progresive prin ghid egală cu derivata pulsației în funcție de componenta k_l. Calculele pe care nu le vom reproduce arată că viteza de grup depinde de frecvența undei. Aceasta înseamnă că *membrana fixată de-a lungul a două drepte se comportă ca un element dispersiv, cu toate că ea fiind perfect flexibilă, în stare liberă reprezintă un mediu nedispersiv.*

Pentru a înțelege semnificația fizică a acestei concluzii să presupunem că variem frecvența undei care se propagă prin ghid (fig. 1.95). În acest caz pentru a fi îndeplinită condiția de formare a undei staționare de-a lungul direcției transversale trebuie ca unghiul θ să aibă o altă valoare. Aceasta atrage după sine și modificarea lungimii de

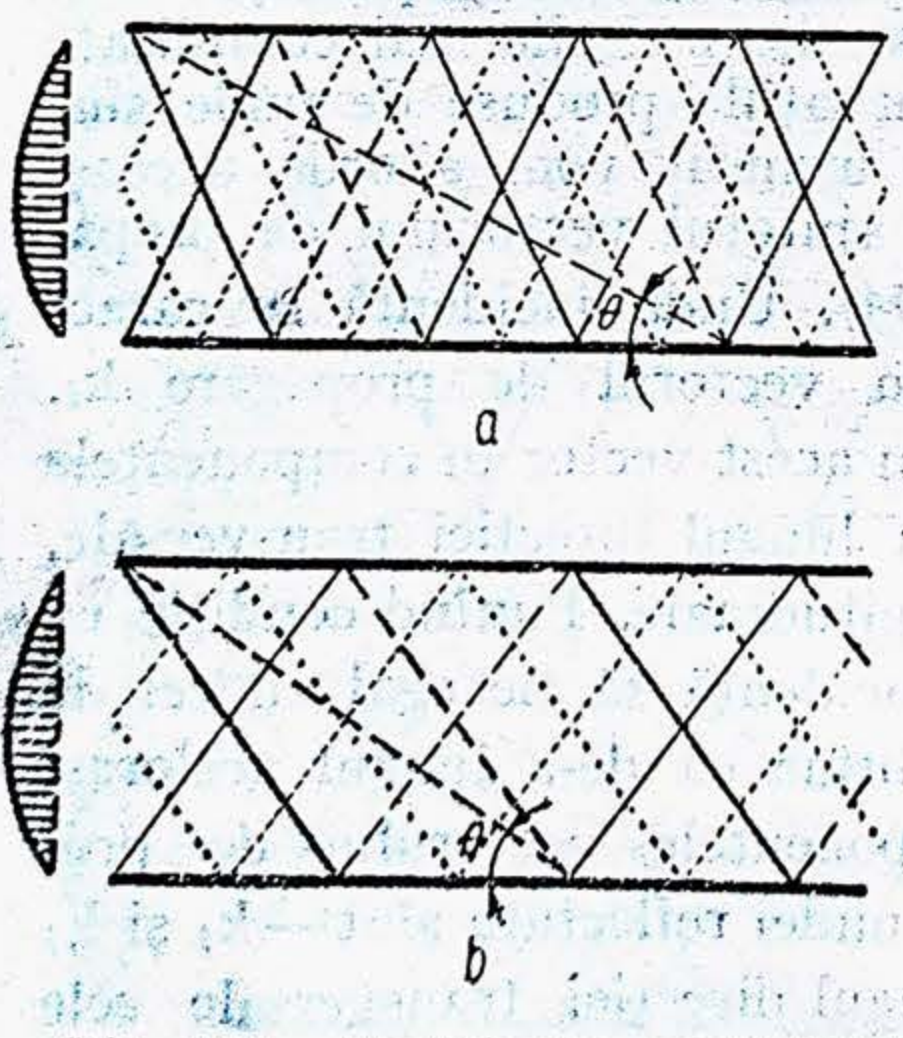


Fig. 1.95. Modificarea unghiului θ în cazul în care se schimbă frecvența unei incidente

undă λ_g. În consecință viteza de grup a undei are o altă mărime. Aceasta este în fond o consecință a faptului că în interiorul ghidului undele suferă reflexii multiple, ceea ce face ca viteza cu care înaintează unda progresivă să depindă de unghiul θ.

Proprietatea unui ghid de undă de a se comporta ca un filtru de frecvență rezultă și din relația care dă valoarea lui k_l. De-a lungul direcției longitudinale poate să ia naștere o undă progresivă, numai dacă componenta k_l are o valoare reală, ceea ce înseamnă că mărimea de sub radical trebuie să fie pozitivă, adică trebuie ca $\omega^2/v^2 \geqslant n^2\pi^2/a^2$, de unde se deduce că $\nu \geqslant n\ v/2\ a$. În cazul realizării egalității $k_l=0$. De-a lungul direcției longitudinale unda rezultantă nu se propagă. Rezultă că se pot propaga numai undele a căror frecvență este mai mare decît $nv/2a$.

Procesele studiate sînt identice cu cele care au loc într-un ghid de undă format din două plane paralele infinit extinse, situate la distanța a între ele (fig. 1.96). Într-adevăr, dacă într-un asemenea ghid pătrunde din exterior o undă plană, atunci ea va suferi reflexii multiple formîndu-se astfel cele două seturi de undă. Descompunem vectorilor de propagare ai celor două seturi de unde după o direcție perpendiculară (transversală) respectiv paralelă (longitudinală) cu cele două plane. De-a lungul primei direcții cei doi vectori de propagare au componente egale și de semn contrar, iar de-a lungul celei de a doua, egale și de același semn. Rezultă că prin compunerea celor două seturi de undă se obține o undă care dă naștere la o undă staționară de-a lungul direcției transversale și la o undă progresivă de-a lungul direcției longitudinale.

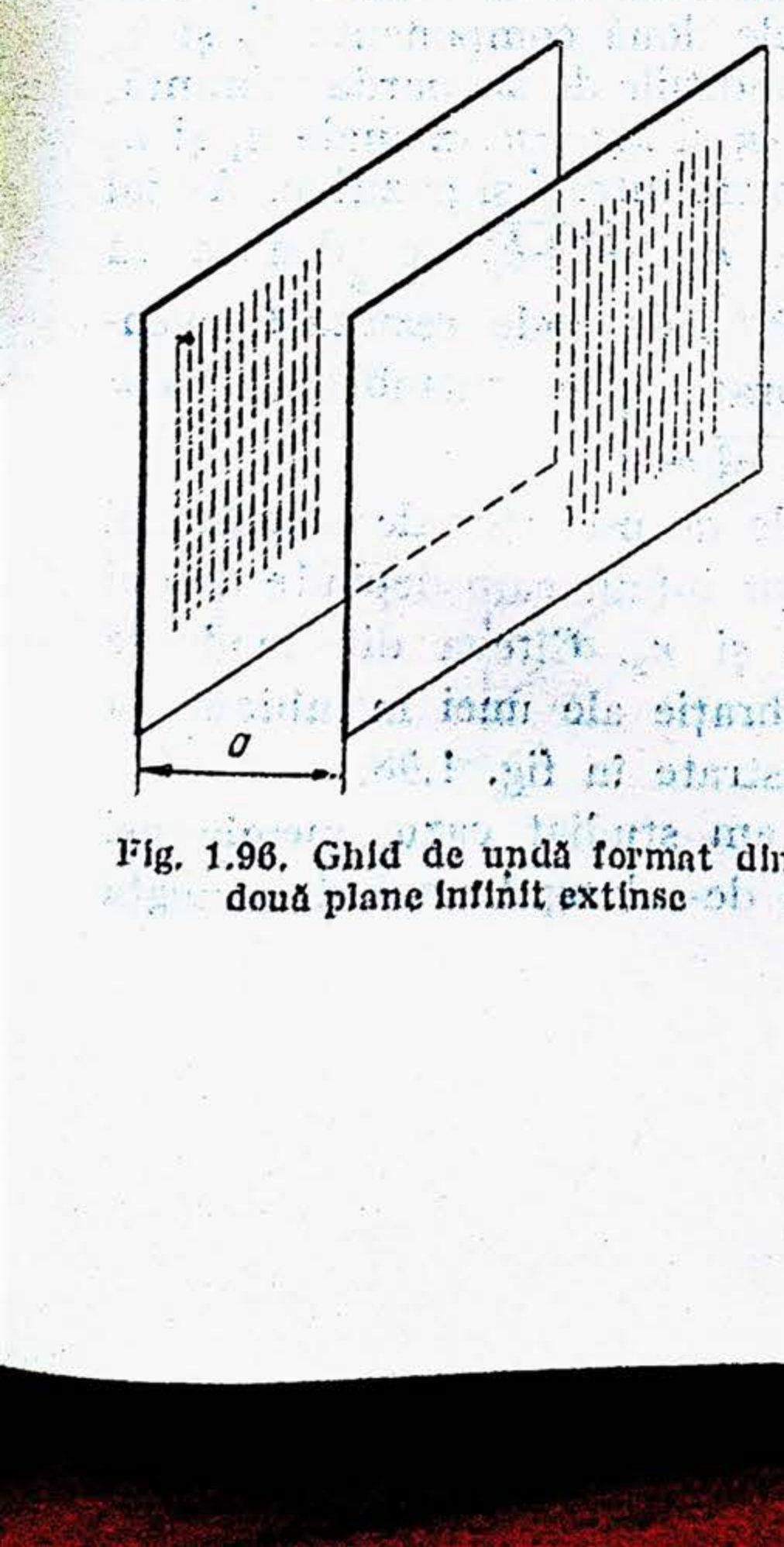


Fig. 1.96. Ghid de undă format din două plane infinit extinse

Pentru a studia fenomenele care au loc într-un ghid de undă a cărui secțiune este un dreptunghi, un cerc sau o curbă, în-

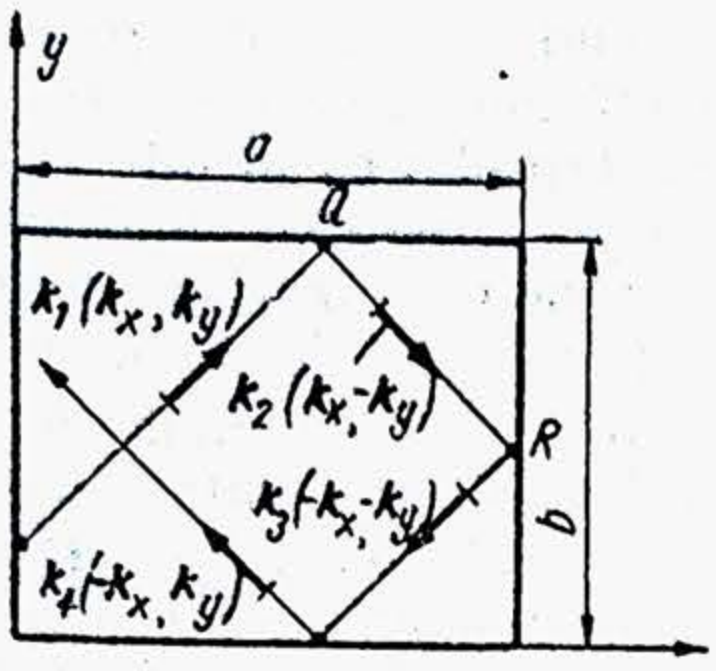


Fig.1.97. Reflexiile succesive ale undelor care se propagă printr-o membrană fixată de-a lungul laturilor unui dreptunghi

chisă este interesant să urmărim procesele care se petrec în cazul în care fixăm membrana considerată în exemplul precedent și de-a lungul a încă două drepte paralele între ele și perpendiculare pe primele două (fig. 1.97). Să considerăm o undă care se propagă de-a lungul direcției PQ, caracterizată prin vectorul de propagare $\mathbf{k}_1$ cu componentele $\mathbf{k}_x$ și $\mathbf{k}_y$ de-a lungul axelor Ox, respectiv Oy. Această undă se reflectă în punctul Q. Punînd condiția ca unghiul de incidență să fie egal cu cel de reflexie se obține că unda reflectată se propagă de-a lungul direcției QR și că noul vector de propagare $\mathbf{k}_2$ are componentele $\mathbf{k}_x$ și $-\mathbf{k}_y$. După reflexia din R se obține vectorul de propagare $\mathbf{k}_3$ cu componentele $-\mathbf{k}_x$ și $-\mathbf{k}_y$. Însfîrșit după reflexia din S componentele vectorului de propagare $\mathbf{k}_4$ sînt $-\mathbf{k}_x$ și $\mathbf{k}_y$.

Aceste patru unde trebuie să se suprapună într-un asemenea mod încît de-a lungul celor patru laturi, unda rezultantă să fie nulă. Aceasta este posibil deoarece de-a lungul direcției Ox și Oy cele patru unde au componentele vectorilor de propagare egale, două dintre ele fiind pozitive, iar celelalte două negative. Frecvența de vibrație a membranei se determină punînd condiția ca cele două componente k_x și k_y să satisfacă condițiile de la coarda vibrantă, adică $k_x a = n_1 \cdot \pi$ și $k_y b = n_2 \cdot \pi$ unde n_1 și n_2 sînt niște numere întregi și pozitive. Avînd în vedere că $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ se deduce că $k = \pi \sqrt{n_1^2/a^2 + n_2^2/b^2}$, de unde rezultă frecvențele de vibrație ale membranei $\nu = v/2 \cdot \sqrt{n_1^2/a^2 + n_2^2/b^2}$.

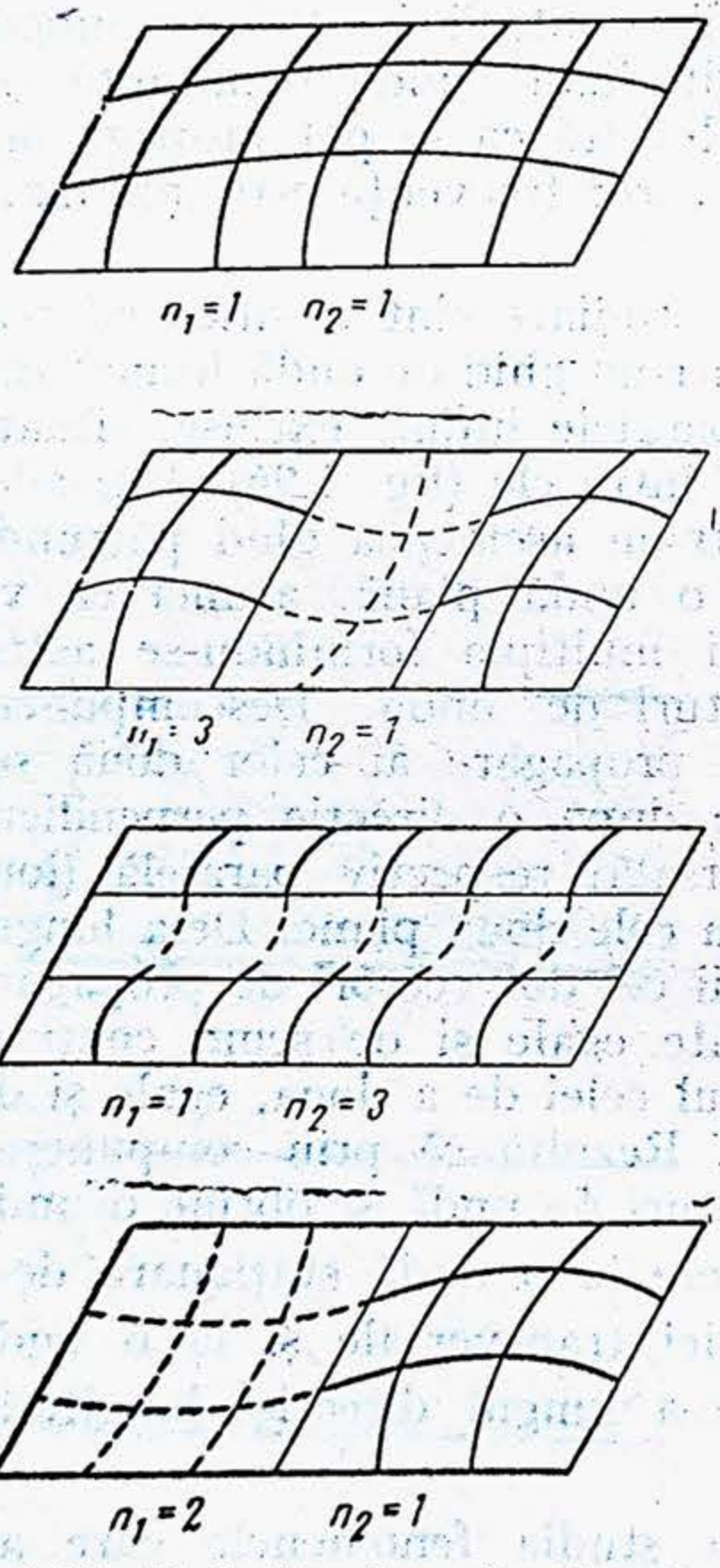


Fig. 1.98. Modurile de vibrație ale unei membrane fixată de-a lungul laturilor unui dreptunghi

Frecvențele de oscilație ale membranei formează un șir infinit care depinde de doi parametrii n_1 și n_2. Cîteva din modurile posibile de vibrație ale unei membrane cu $a = 2b$ sînt ilustrate în fig. 1.98.

După ce am studiat cazul membranei elastice fixate de-a lungul unui dreptunghi

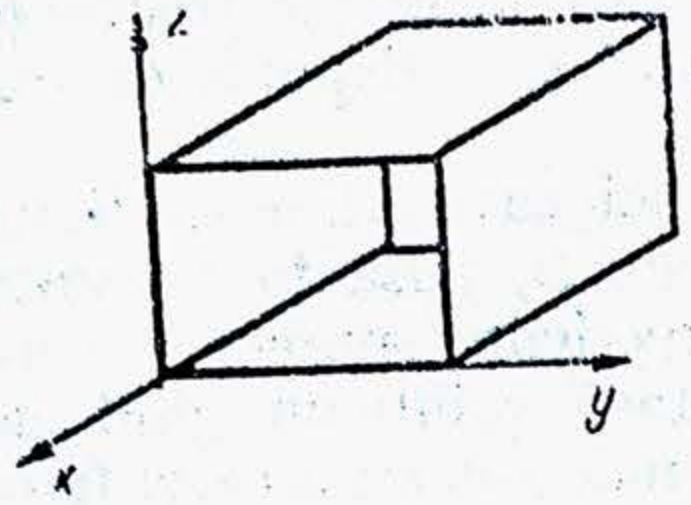


Fig. 1.99. Ghid de undă cu secțiune dreptunghiulară

putem să trecem și la ghidul de undă dreptunghiular (fig. 1.99). Considerăm că în interiorul lui pătrunde un fascicul de unde plane caracterizat prin vectorul de propagare **k**. Descompunem acest vector de-a lungul celor trei axe de coordonate. Se observă ușor că după fiecare nouă reflexie se modifică semnul componentelor după direcțiile transversale pe ghid Oy și Oz, în timp ce componenta după direcția longitudinală Ox rămîne în permanență cu semnul pozitiv. Aceasta înseamnă că prin interferența undelor reflectate pe pereții ghidului ia naștere o undă staționară de-a lungul secțiunii transversale și o undă progresivă de-a lungul direcției longitudinale.

1.2.11. CAVITĂȚI REZONANTE

În general, *prin cavitate rezonantă se înțelege o incintă cu pereți interiori reflectători practic complet închisă, cu excepția unui mic orificiu prin care ea este conectată cu exteriorul*. De obicei, cele mai utilizate cavități rezonante sînt de formă paralelipipedică (fig. 1.100) și cilindrică.

O cavitate rezonantă poate fi considerată că provine de la un ghid de undă, căruia la intrare și la ieșire i-au fost adăugați încă doi pereți reflectători.

Raționînd în același mod, adică considerînd o undă plană caracterizată prin vectorul de propagare **k** și punînd condiția ca componentele $\mathbf{k}_x$, $\mathbf{k}_y$ și $\mathbf{k}_z$ să satisfacă relațiile de formare a undelor staționare $k_x a = n_1\pi$; $k_y b = n_2\pi$ și $k_z c = n_3\pi$, unde a, b și c sînt dimensiunile cavității, de-a lungul axelor respective și avînd în vedere că $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2}$ se obține ca frecvențele undelor staționare sînt date de relația

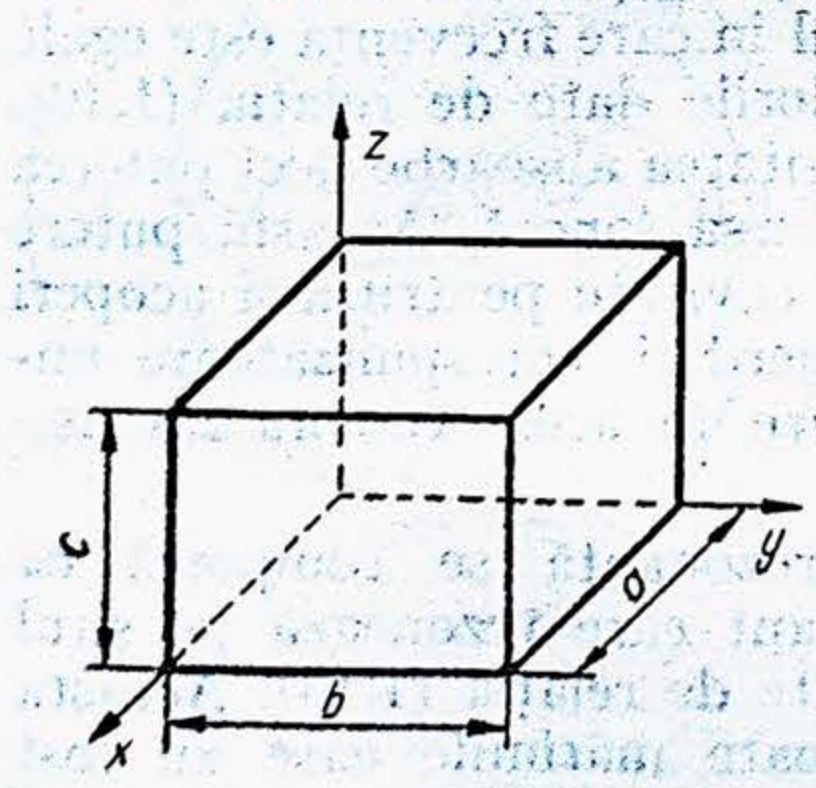


Fig. 1.100. Cavitate rezonantă paralelipipedică

$$\nu = \frac{v}{2}\sqrt{\frac{n_1^2}{a^2} + \frac{n_2^2}{b^2} + \frac{n^3}{c^2}} \qquad (1.10)$$

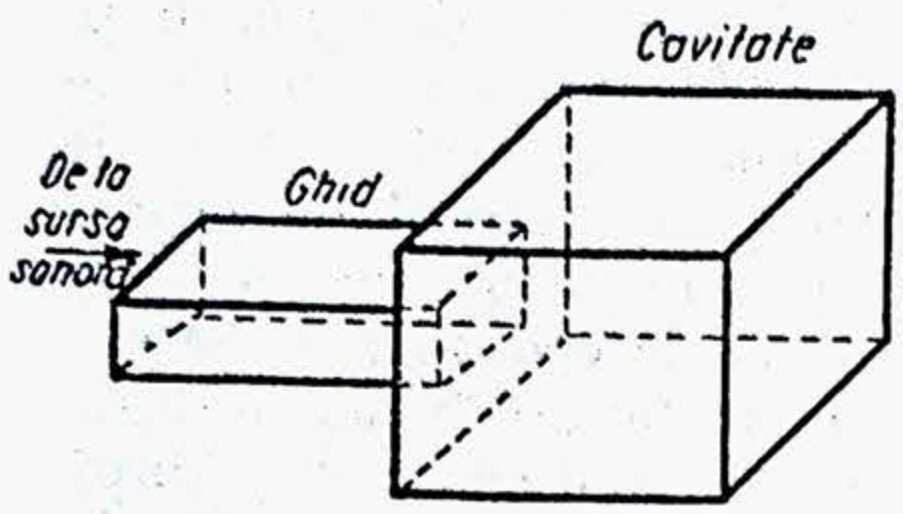


Fig. 1.101. Montaj pentru studiul comportării cavității rezonante

După cum se observă, aceste frecvențe formează un șir infinit care depinde de trei parametri.

Proprietatea, unei cavități de a fi un sistem rezonant poate fi, pusă în evidență cu ajutorul unei experiențe simple, în care aceasta este conectată printr-un ghid de undă la o sursă de unde sonore a cărei frecvență poate fi variată (fig. 1.101).

Dacă se realizează o asemenea experiență, atunci se constată că cu excepția unor mici regiuni de variație a frecvenței situate în jurul valorilor date de relația (1.10), amplitudinile undelor sonore din cavitate au valori mici, în general neglijabile.

Situația se modifică radical dacă frecvența sursei de unde sonore este variată în jurul unei valori date de relația (1.10). În acest caz, amplitudinea undelor sonore din cavitate este mult mai mare decît cea din situațiile anterioare. Ele au amplitudinea maximă în cazul în care frecvența sursei de unde sonore este egală chiar cu una din valorile date de relația (1.10).

Evident, explicația acestui fenomen constă în aceea că în acest caz se formează unde staționare.

Dacă se măsoară puterea absorbită de cavitate în funcție de frecvență atunci se constată că se obține curba din fig. 1.102. Cum era de așteptat, puterea absorbită este maximă în cazul în care frecvența este egală cu una din valorile date de relația (1.10). În acest caz cavitatea absoarbe deci puterea maximă de la sursa sonoră. Această putere este folosită de cavitate pentru a-și acoperi propriile sale pierderi, corespunzătoare undelor sonore care în acest caz au intensitatea maximă.

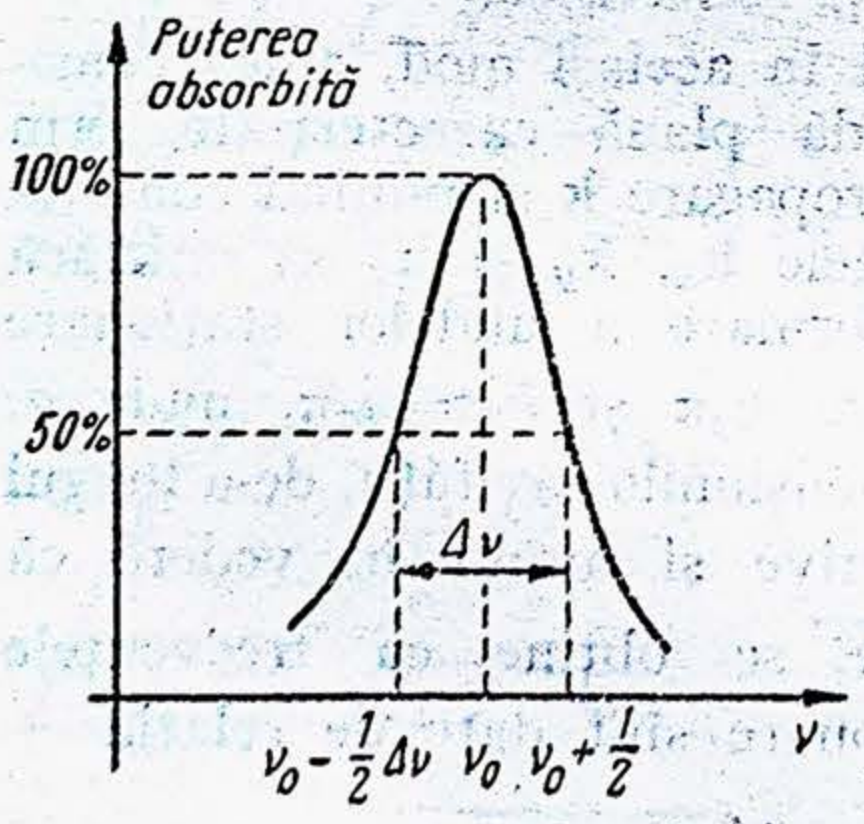


Fig. 1.102. Variația cu frecvența a puterii absorbite de cavitate.

Cavitatea rezonantă se comportă ca un sistem oscilant care rezonează pe șirul de frecvențe date de relația (1.10). Aceasta înseamnă că toate mărimile care au fost introduse pentru caracterizarea comportării sistemelor oscilante pot fi utilizate și

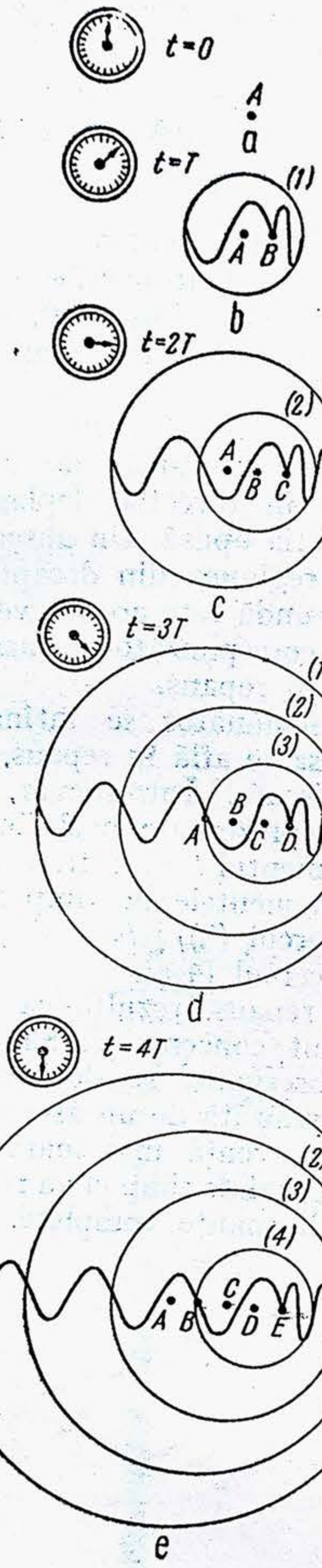


Fig. 1.103. Efectul Doppler în cazul în care sursa este mobilă, iar observatorul este fix

în cazul cavității rezonante. Astfel, putem să definim factorul de calitate Q al cavității ca fiind egal cu raportul dintre frecvența pentru care apare maximul puterii și semilărgimea $\Delta\nu$ a curbei de absorbție a puterii.

1.2.12. EFECTUL DOPPLER

Efectul Doppler se manifestă în cazul în care sursa sau observatorul, sau evident ambii, se află în mișcare relativă față de particulele mediului prin care se propagă undele.

Să considerăm la început cazul în care sursa se deplasează, iar observatorul se află în repaus (fig. 1.103).

În momentul inițial $t=0$ sursa se află în punctul A. Vom reprezenta fronturile de undă ale undelor emise de sursă începînd din acest moment de timp.

După un interval de timp egal cu o perioadă, frontul undei emise de sursă în momentul $t=0$ este o sferă care taie planul fig. 1.103 după cercul notat cu (1). Sursa fiind în mișcare, după același interval de timp ea se va afla în punctul B.

După un interval de timp egal cu încă o perioadă adică pentru $t=2T$, frontul undei emise în momentul $t=0$ taie planul figurii după un cerc (1) care are centrul în punctul A și raza dublă față de cel precedent. Frontul undei emise de sursă în momentul $t=T$ intersectează planul aceleiași figuri după cercul (2) care are centru în punctul B deoarece în acel punct se află sursa în momentul emiterii. Acest cerc are raza egală cu cea a cercului (1) corespunzător la $t=T$. În acest moment de timp sursa ocupă poziția C.

Să considerăm situația în momentul de timp $t=3T$, adică după 3 perioade. Frontul undei emise în momentul $t=0$ este reprezentat prin cercul (1) care are centrul în punctul A și raza triplă față de cea din cazul $t=T$. Raționînd în același mod se

obține că frontul undei emise în momentul $t=T$ este reprezentat prin cercul (2) cu centrul în B, iar cel al undei emise în momentul $t=2\ T$ este cercul (3) cu centrul în C. În momentul de timp considerat sursa ocupă poziția D.

În fig. 1.103 *e* s-au reprezentat pozițiile pe care le ocupă la $t=4\ T$ fronturile undelor emise în momentele de timp $t=0$, (cercul (1)) $t=T$ (cercul (2)) $t=2\ T$ (cercul (3)) și $t=3\ T$ (cercul (4)).

Din această figură se observă că datorită mișcării sursei, fronturile de undă sînt mai apropiate în direcția deplasării și mai rărite în direcția opusă. Un observator care se află în regiunea din dreapta a fig. 1.103 sesizează o undă care are frecvență mai mare decît cea corespunzătoare cazului în care sursa ar fi în repaus.

Un fenomen asemănător se întîmplă în cazul în care sursa se află în repaus, iar observatorul în mișcare. Într-adevăr, în fig. 1.104 au fost reprezentate pozițiile pe care le ocupă în momentul $t=4\ T$ fronturile undelor emise în momentele de timp $t=0$ (cercul (1)) $t=T$ (cercul (2)) ; $t=2\ T$ (cercul (3)) și $t=3\ T$ (cercul (4)).

Sursa fiind în repaus, rezultă că cercurile respective sînt concentrice. Să presupunem că un observator se deplasează înspre sursă. Unda sesizată de un asemenea observator are o frecvență mai mare deoarece în același interval de timp el va recepționa mai multe alternanțe complete.

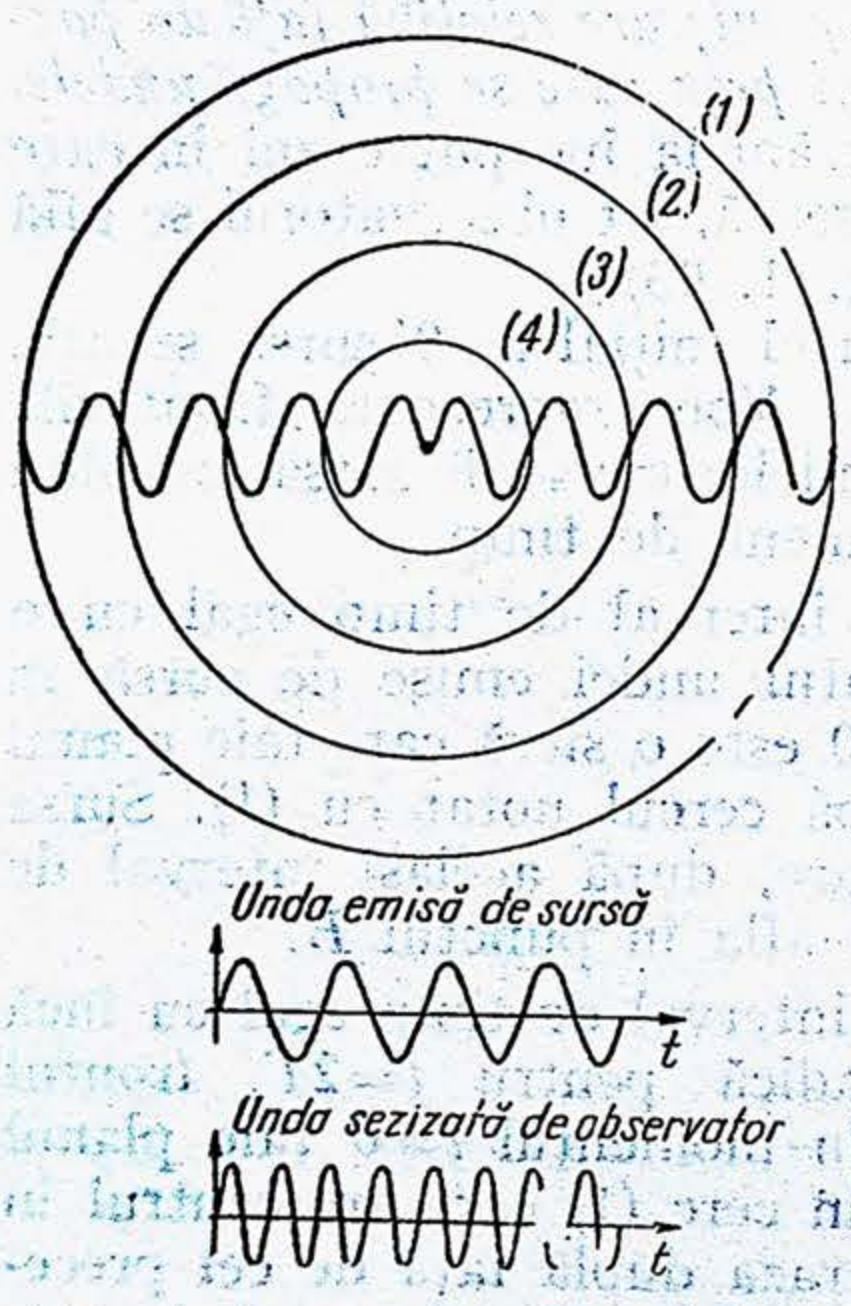


Fig. 1.104. Efectul Doppler în cazul în care sursa este fixă, iar observatorul este mobil.

Capitolul 2

RADIAȚIA ELECTROMAGNETICĂ

Radiația electromagnetică prezintă în același timp atît un aspect ondulatoriu cît și un aspect corpuscular. În prima parte a acestui capitol se vor prezenta aspectele ondulatorii, iar în partea a doua aspectele corpusculare. În ultima parte se va răspunde la întrebarea: *ce este radiația electromagnetică, undă sau corpuscul* ?

2.1. ASPECTE ONDULATORII

2.1.1. PROPAGAREA UNDELOR ELECTROMAGNETICE PRIN VID

Propagarea unei unde mecanice printr-un mediu este condiționată de transformarea energiei cinetice în energie potențială și invers. Între energia potențială și cea electrică pe de o parte, precum și între energia cinetică și cea magnetică pe de altă parte există o oarecare similaritate. Într-adevăr, în cîmpul electric determinat de o distribuție de sarcini electrice aflate în repaus se acumulează energie electrică care poate fi comparată cu cea potențială, deoarece depinde și de pozițiile pe care le ocupă sarcinile. În mod asemănător, în cîmpul magnetic creat de sarcinile electrice în mișcare se acumulează o energie magnetică care poate fi comparată cu energia cinetică deoarece depinde și de vitezele cu care se deplasează sarcinile.

Energia electrică este diferită de zero numai în regiunile din spațiu în care există cîmp electric. Un cîmp electric poate fi creat de sarcini electrice în repaus precum

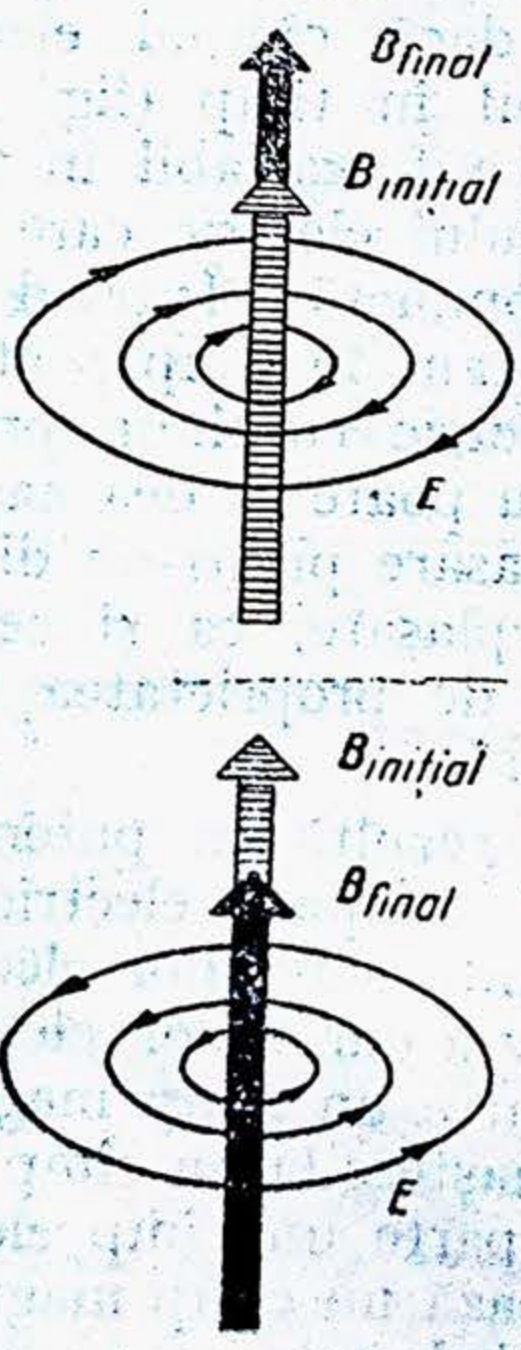


Fig. 2.1. Cîmpul electric produs de un cîmp magnetic variabil în timp

și de un cîmp magnetic variabil în timp prin fenomenul de inducție electromagnetică. Liniile cîmpului electric produs prin inducție electromagnetică sînt niște curbe închise situate într-un plan perpendicular pe direcția cîmpului magnetic variabil în timp. Sensul cîmpului electric indus depinde atît de sensul cîmpului magnetic cît și de sensul său de variație (fig. 2.1.).

Energia magnetică este de asemenea diferită de zero numai în regiunile din spațiu în care există cîmp magnetic. Un cîmp magnetic poate fi creat de sarcini electrice în mișcare sau de curenți electrici precum și de un cîmp electric variabil în timp. Cea de a doua posibilitate de creare a unui cîmp magnetic a fost stabilită de către J.C.Maxwell în 1864.

Maxwell considera că, după cum într-un conductor un cîmp electric dă naștere la un curent electric, tot așa într-un dielectric (în particular în vid) se formează un curent electric, pe care l-a denumit curent de deplasare, dacă cîmpul electric respectiv este variabil în timp (fig. 2.2). Evident, condiția de a fi variabil în timp nu se aplică și cîmpului electric care creiază curentul de conducție. Într-adevăr, un cîmp electric constant în timp poate să creeze un curent electric continuu printr-un conductor, însă nu poate să dea naștere la un curent de deplasare printr-un dielectric. Curentul de deplasare, ca și cel de conducție se bucură de proprietatea de a crea cîmp magnetic.

Din cele expuse rezultă că putem să creăm în dielectrici cîmpuri electrice și magnetice și în absența sarcinilor electrice în repaus și respectiv a curenților electrici. Deoarece pe de o parte un cîmp magnetic variabil în timp dă naștere la un cîmp electric, iar pe de altă parte un cîmp electric variabil în timp creează un cîmp magnetic, rezultă că într-un dielectric se realizează o transformare a energiei magnetice în

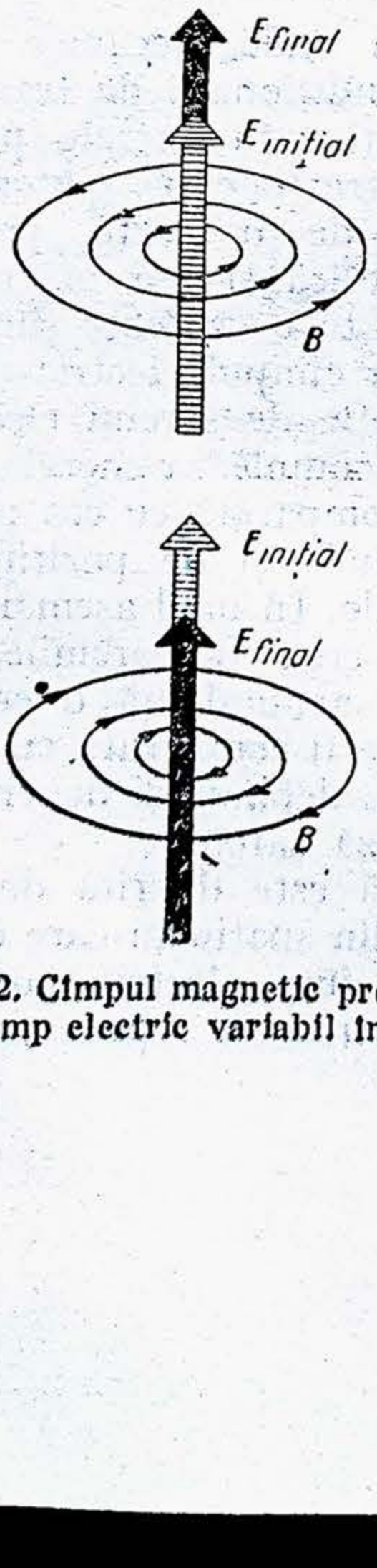


Fig. 2.2. Cîmpul magnetic produs de un cîmp electric variabil în timp

energie electrică și invers. În consecință rezultă că *printr-un dielectric, în particular prin vid, se poate propaga o undă electromagnetică.* Spre deosebire de undele mecanice care se pot deplasa numai prin mediile materiale, undele electromagnetice se pot propaga deci și prin vid.

Pentru a înțelege mecanismul propagării unei unde electromagnetice prin vid să considerăm că într-o regiune a spațiului a fost creat un cîmp electric și un cîmp magnetic ca cel din fig. 2.3 *a*. Direcția cîmpului electric **E** este paralelă cu axa *Oy* iar cea a cîmpului magnetic **B** cu axa *Ox*. Se observă că direcția cîmpului magnetic este perpendiculară pe direcția cîmpului electric. Mai presupunem că numai cîmpul magnetic este variabil în timp, astfel încît după un interval foarte scurt de timp el are forma de variație cu distanța reprezentată în figura 2.3 *b* cu linie punctată. Se observă că noua curbă de variație a cîmpului magnetic se obține deplasînd-o pe cea inițială cu o distanță foarte mică în sensul pozitiv al axei *Oz*.

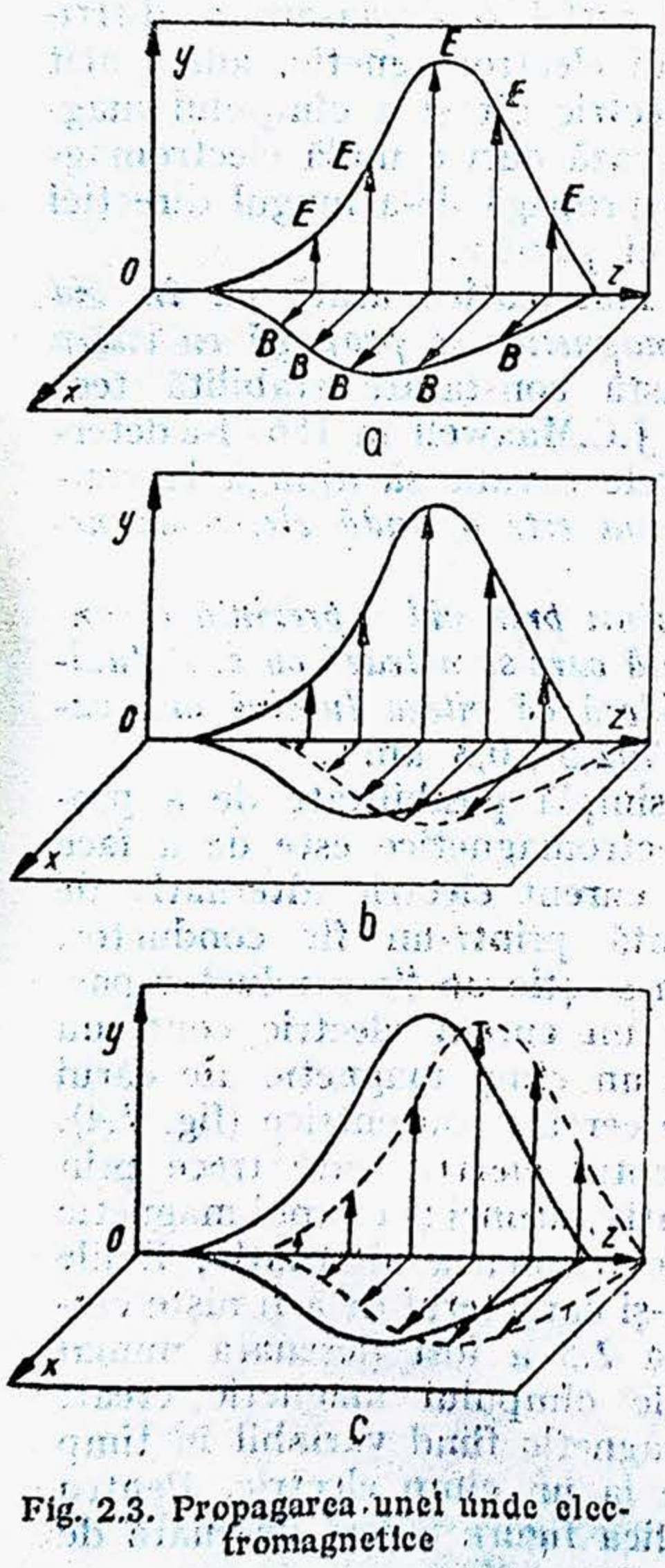


Fig. 2.3. Propagarea unei unde electromagnetice

Să urmărim efectul pe care îl are această variație a cîmpului magnetic asupra cîmpului electric.

Prin inducție electromagnetică ia naștere un cîmp electric care se adună vectoral cu cel existent. Se observă că în regiunea din stînga cîmpul magnetic a scăzut în valoare. În consecință, cîmpul electric indus va fi orientat de-a lungul axei *Oy*, însă în sensul ei negativ, iar cîmpul electric rezultat din această regiune va scădea. În regiunea din dreapta cîmpul magnetic a crescut și deci cîmpul electric indus va fi orientat de-a lungul axei *Oy*, însă în sensul pozitiv. În consecință cîmpul electric rezultat din această regiune crește în valoare.

Noua distribuție a cîmpului electric se obține deci din cea inițială, dacă o deplasăm puțin spre dreapta cu aceeași dis-

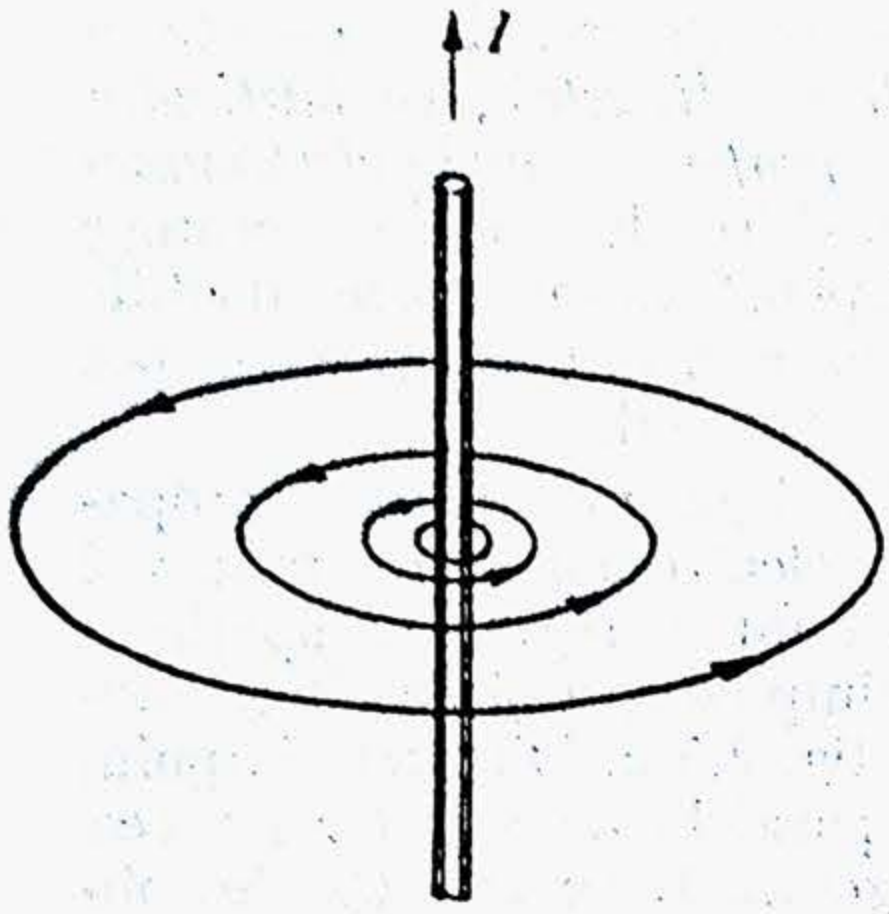


Fig. 2.4. Cîmpul magnetic produs de un fir rectiliniu parcurs de curent continuu

tanță cu care se deplasează cîmpul magnetic.

Pe de altă parte, un cîmp electric variabil în timp determină apariția unui cîmp magnetic. Raționînd în același mod se obține că noul cîmp rezultant este mai slab în regiunea din stînga și mai puternic în regiunea din dreapta, avînd loc de asemenea o deplasare a întregii distribuții în sensul pozitiv al axei *Oz* cu o mică distanță (fig. 2.3*c*).

Fenomenele se repetă apoi în mod identic, rezultînd astfel o deplasare a distribuției cîmpului electromagnetic, adică atît a cîmpului electric cît și a cîmpului magnetic. Se formează deci o undă electromagnetică care se propagă de-a lungul direcției *Oz* în sensul ei pozitiv.

Calculele matematice arată că *în vid undele electromagnetice se propagă cu viteza luminii*. Această constatare stabilită teoretic de către J.C.Maxwell în 1867 l-a determinat pe marele savant să ajungă la concluzia că *lumina este o undă electromagnetică*.

Viteza luminii prin vid reprezintă o constantă universală care se notează cu c. Actualmente se consideră că viteza lumini are valoarea $c = 299\,792{,}5 \pm 0{,}3$ km/s.

Cea mai simplă posibilitate de a produce unde electromagnetice este de a face să circule un curent electric alternativ de înaltă frecvență printr-un fir conductor.

După cum se știe un fir conductor parcurs de către un curent electric continuu dă naștere la un cîmp magnetic ale cărui linii sînt niște cercuri concentrice (fig. 2.4).

Dacă curentul electric care trece prin fir este alternativ, atunci și cîmpul magnetic creat va fi de asemenea alternativ, liniile sale păstrîndu-și caracterul de a fi niște cercuri. În figura 2.5 a fost desenată numai una din liniile cîmpului magnetic creat. Acest cîmp magnetic fiind variabil în timp va da naștere la un cîmp electric. Pentru a nu se complica figura a fost desenată de

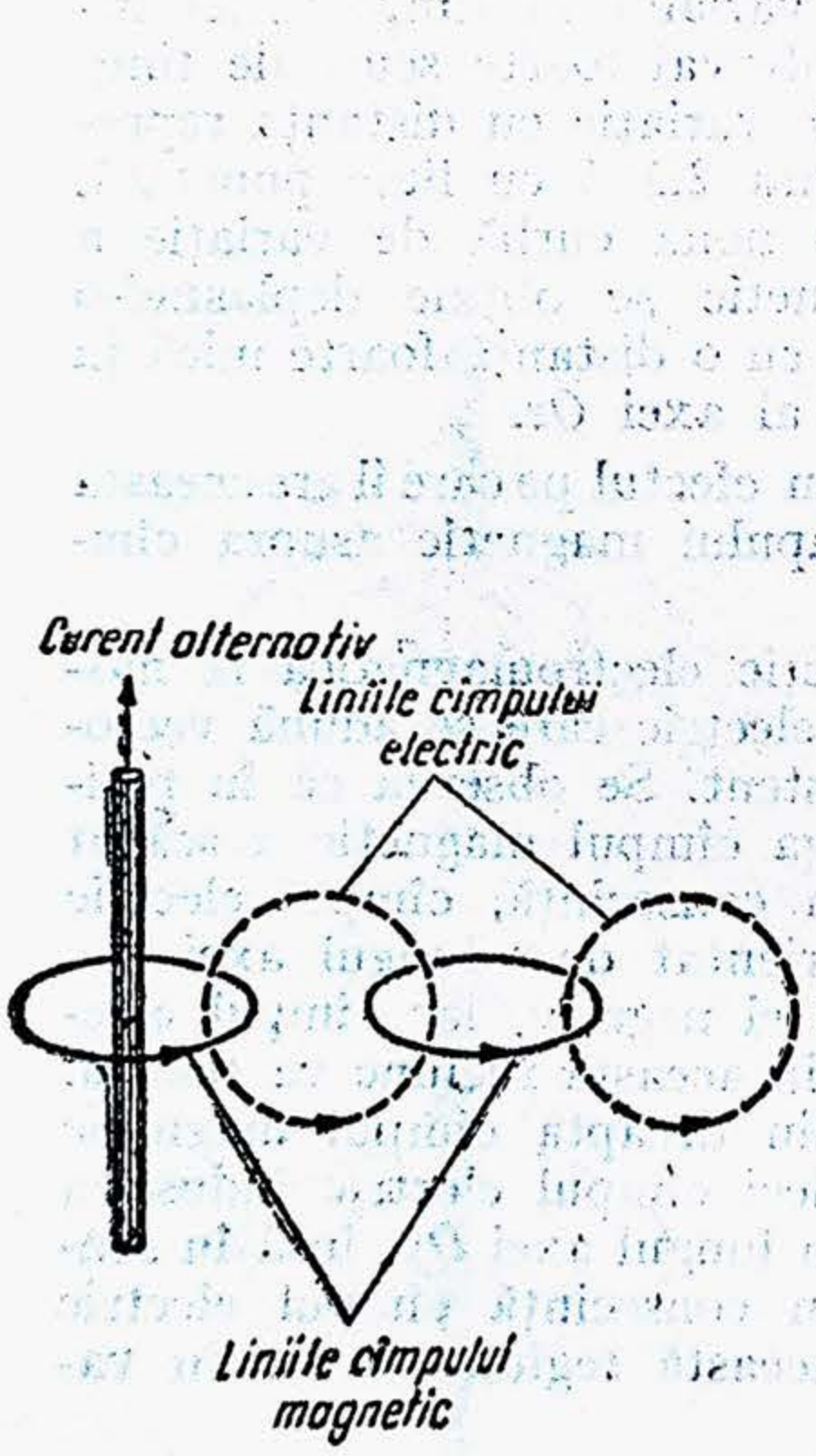


Fig. 2.5. Undă electromagnetică radiată de un fir rectiliniu parcurs de un curent alternativ

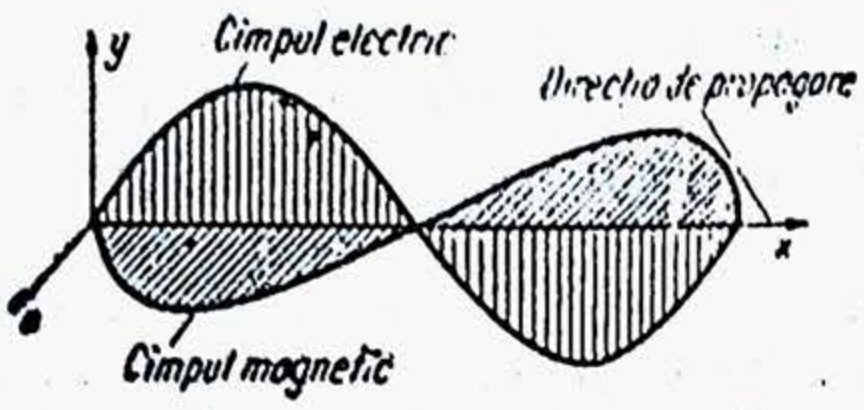


Fig. 2.6. Structura unei unde electromagnetice

asemenea numai una din liniile cîmpului electric astfel creat. Planul care conține această linie este perpendicular pe planul liniei de cîmp magnetic.

Cîmpul electric astfel creat fiind variabil în timp dă naștere la un cîmp magnetic. Din același motiv a fost desenată numai o linie a acestui cîmp care fiind conținută într-un plan perpendicular pe cel care cuprinde linia cîmpului electric, coincide cu planul liniei de cîmp magnetic creat de firul conductor. În momentele următoare fenomenele se repetă în mod identic, rezultînd astfel o undă electromagnetică care se propagă în direcție radială.

Forma undei electromagnetice care ia naștere este reprezentată în fig. 2.6. În această undă, cîmpul electric prezintă o variație sinusoidală atît temporară cît și spațială, direcția de-a lungul căreia este îndreptat rămînînd în permanență aceeași și anume paralelă cu firul conductor. Cîmpul magnetic prezintă de asemenea o variație sinusoidală atît temporară cît și spațială, direcția de-a lungul căreia este îndreptat rămînînd în permanență aceeași și anume perpendiculară pe planul determinat de firul conductor și direcția depropagare. Se observă de asemenea că cîmpul electric și cel magnetic variază în fază.

Fig. 2.7. Sensul de propagare al unei unde electromagnetice

Sensul de propagare al undei este dat de sensul de înaintare al unui burghiu drept care este rotit de la cîmpul electric către cîmpul magnetic, pe drumul cel mai scurt (fig. 2.7). În consecință, cunoscînd sensurile de-a lungul cărora sînt îndreptate cîmpurile electric și magnetic, putem să determinăm cu ajutorul regulii burghiului drept sensul de propagare al undei, direcția de deplasare fiind perpendiculară pe planul determinat de cei doi vectori.

Deoarece de-a lungul direcției transversale nici cîmpul electric și nici cîmpul magnetic nu au componente, rezultă că *o undă electromagnetică este transversală.*

În consecință, undele electromagnetice prezintă proprietăți de polarizare, în particular unda din fig 2.6 este *liniar polarizată*.

După cum se știe asupra unei sarcini electrice q un cîmp electric $\mathbf{E}$ acționează cu o forță $\mathbf{F}_e$ dată de relația $\mathbf{F}_e = q\mathbf{E}$, iar un cîmp magnetic $\mathbf{B}$ cu forța $\mathbf{F}_m = q\ \mathbf{v}\times\mathbf{B}$, unde $\mathbf{v}$ este viteza sarcinii.

Un cîmp electric acționează deci asupra unei sarcini cu o forță îndreptată de-a lungul direcției sale, în același sens dacă aceasta este pozitivă și respectiv în sens invers pentru o sarcină negativă (fig. 2.8). Un cîmp magnetic poate să acționeze cu o forță numai asupra unei sarcini electrice aflate în mișcare. În acest caz forța este perpendiculară atît pe direcția cîmpului cît și pe cea a vitezei (fig. 2.9).

O undă electromagnetică avînd o componență electrică $\mathbf{E}$ cît și una magnetică $\mathbf{B}$ acționează asupra unei sarcini electrice $+q$ cu o forță cu suma $q\mathbf{E}+q\mathbf{v}\times\mathbf{B}$. Chiar dacă sarcina se află inițial în repaus, sub acțiunea componenței electrice ea începe să se deplaseze și prin urmare asupra ei începe să acționeze și forța magnetică. Dacă se consideră valorile numerice ale intensităților cîmpurilor electrice respectiv magnetice din undele electromagnetice, atunci se constată că pentru majoritatea cazurilor *forța de natură magnetică este neglijabilă în comparație cu cea de natură electrică*. În consecință, *într-o undă electromagnetică prezintă o deosebită importanță vectorul cîmp electric*.

Din această cauză *planul care conține cîmpul electric într-o undă liniar polarizată se numește plan de vibrație*. În ceea ce privește planul de polarizare, din motive istorice s-au adoptat două convenții. Inițial, cînd nu se cunoștea natura electromagnetică a luminii, planul de polarizare a fost considerat ca fiind perpendicular pe cel de vibrație. Ulterior, pentru a se

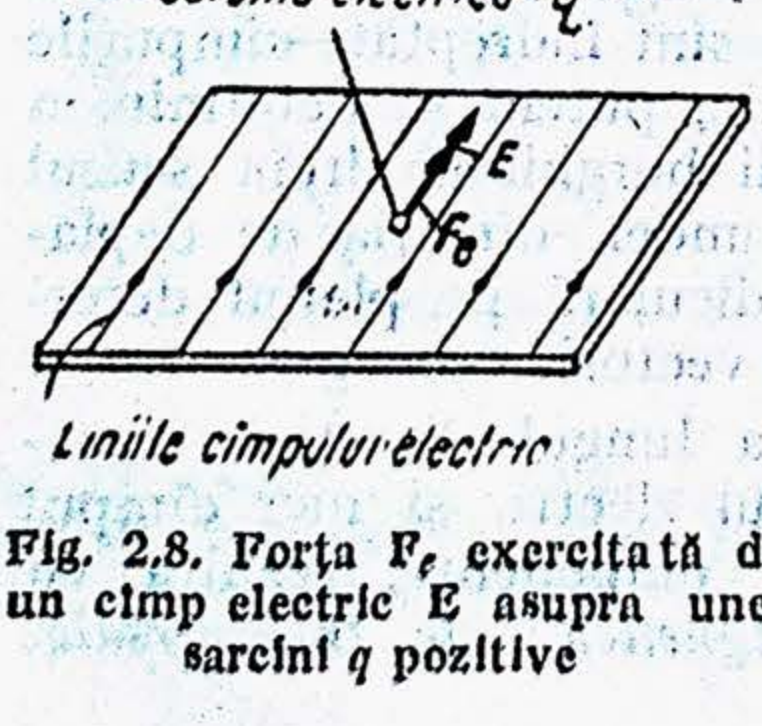


Fig. 2.8. Forța F_e exercitată de un cîmp electric E asupra unei sarcini q pozitive

evita utilizarea unei terminologii, duble, s-a convenit ca *planul de polarizare să fie considerat identic cu cel de vibraţie adică cu planul care conţine directia de-a lungul căreia este orientat cîmpul electric*, convenţie care se adoptă şi în această carte. Se atrage atenţia cititorului că în unele cărţi este adoptată prima convenţie.

2.1.2. SPECTRUL UNDELOR ELECTROMAGNETICE

Undele electromagnetice acoperă un domeniu foarte larg de frecvenţe, respectiv de lungimi de undă (fig. 2.10) În general undele electromagnetice nu se clasifică în funcţie de lungimea de undă, ci după modul cum au fost produse. Din această cauză, limitele între diversele categorii de unde nu sînt precise, existînd regiuni în care apar suprapuneri datorită faptului că surse diferite ca natură pot să genereze radiaţii cu aceleaşi lungimi de undă.

În cele ce urmează vom prezenta împărţirea uzuală a spectrului undelor electromagnetice.

1. **Undele radio.** Au lungimi de undă de la cîţiva *km* pînă la 30 *cm*. În mod corespunzător frecvenţa variază de la cîţiva zeci *KHz* pînă la 10^9 *Hz*, adică pînă la 1 *GHz*. Aceste unde sînt generate de către instalaţiile electronice şi se utilizează în special în radio şi televiziune. În funcţie de lungimile de undă se clasifică în *unde lungi*, *unde medii*, *unde scurte* şi *unde ultrascurte*.

2. **Microundele.** Domeniul de lungimi de undă este situat între 0,3 *m* şi 1 *mm*, iar cel al frecvenţelor între 10^9 *Hz* şi $3 \cdot 10^{11}$ *Hz*. Aceste unde sînt generate de asemenea de instalaţii electronice şi sînt utilizate în radar, sistemele de comunicaţie, precum şi în studiul proprietăţilor atomilor şi moleculelor, adică în spectro-

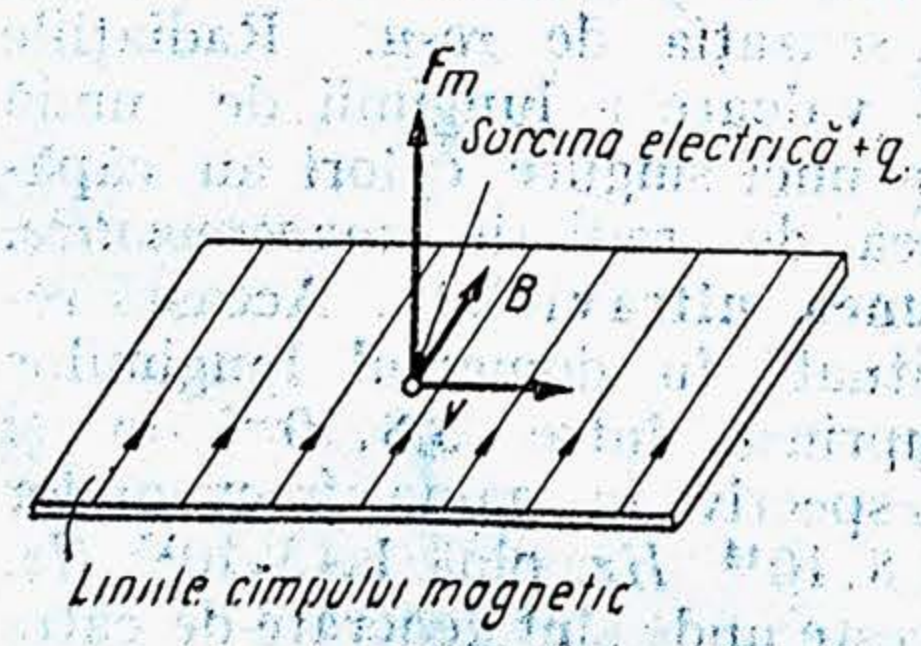


Fig. 2.9. Forţa F_m exercitată de un cîmp magnetic B asupra unei sarcini q pozitive care se deplasează cu viteza v

metrie. În funcție de lungimea de undă se clasifică în unde *decimetrice, centimetrice și milimetrice.*

3. **Regiunea infraroșie** Acoperă domeniul de lungimi de undă cuprins între 10^{-3} și $7{,}8.10^{-7}m$, respectiv regiunea de frecvențe între 3.10^{11} *Hz* și 4.10^{14} Hz. Această regiune este subîmpărțită în trei părți : *infraroșu apropiat* (între 10^{-3} *m*, $3\cdot10^{-5}$m), *infraroșu mijlociu* (între $3.10^{-5}m$ și $3.10^{-6}m$) *și infraroșu îndepărtat* (între $3.10^{-6}m$ și $7{,}8.10^{-7}m$). În general aceste unde sînt generate de către corpurile încălzite. În ultimul timp, regiunea infraroșie îndepărtată a devenit accesibilă și instalațiilor electronice, care generează unde submilimetrice.

5. **Regiunea vizibilă** Aceasta reprezintă o porțiune foarte îngustă a spectrului formată din undele la care retina ochiului nostru este sensibilă. Ea se extinde de la lungimea de undă de $7{,}8.10^{-7}$ *m* pînă la $3{,}8.10^{-7}$ *m*, adică de la 4.10^{14} *Hz*. pînă la $8.10^{14}Hz$

Radiațiile cu diferite lungimi de undă sînt sesizate de ochiul omenesc ca avînd culori specifice, ceea ce nu înseamnă că ele ar fi într-adevăr colorate. Astfel radiațiile cu $\lambda \leqslant 4\,500$ Å dau senzația de *violet*, cele cu $\lambda = 4\,500 \div 5\,000$ Å — *albastru* ; cele cu $\lambda = 5\,000 \div 5\,700$ Å *verde* cele cu $\lambda = 5.700 \div 5.900\,A$ — *galben*, cele cu $\lambda = 5\,900 \div 6\,100$ Å *portocaliu* iar cele cu $\lambda > 6.100$ Å senzația de *roșu*. Radiațiile cu o singură valoare a lungimii de undă dînd senzația unei singure culori au căpătat denumirea de radiații *monocromatice*.

5. **Regiunea ultravioletă.** Această regiune este situată în domeniul lungimilor de undă cuprinse între $3{,}8.10^{-7}$ *m* și 6.10^{-10} *m*, respectiv în gama frecvențelor situate între 8.10^{14} *Hz*. pînă la $3\cdot10^{17}$ *Hz*. În general aceste unde sînt generate de către atomii și moleculele dintr-o descărcare electrică. Soarele este o sursă puternică de radiații ultraviolete

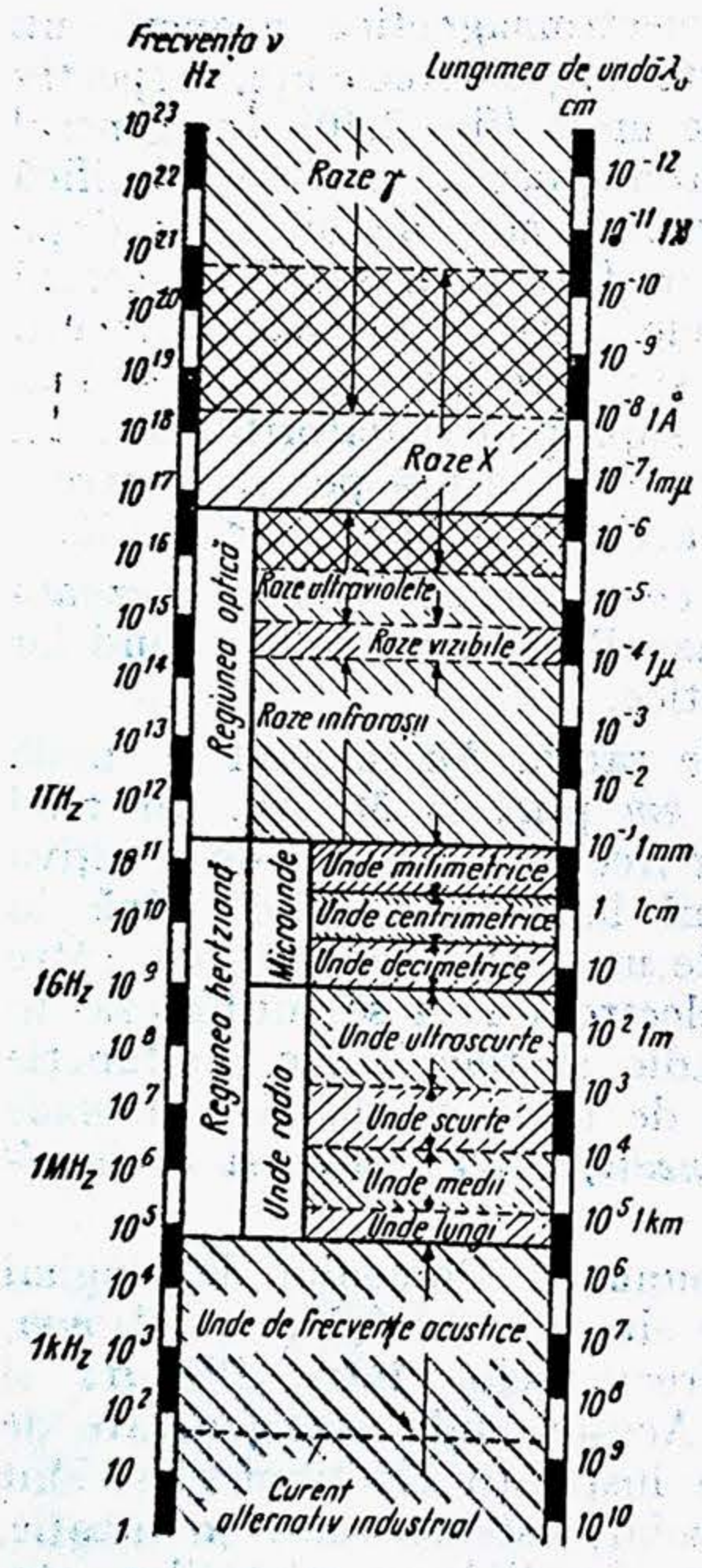


Fig. 2.10. Spectrul undelor electromagnetice

6. **Razele X.** Au lungimea de undă cuprinsă între 10^{-9} *m* și 6.10^{-12} *m* și frecvența între 3.10^{17} *Hz* și 3.10^{19} *Hz*. Ele au fost descoperite în 1895 de fizicianul german *W. Röentgen*. Din această cauză se mai numesc și raze Röentgen. Razele *X* sînt produse cu ajutorul unor tuburi speciale în care un fascicul de electroni accelerat cu ajutorul unei diferențe mari de potențial bombardează un electrod confecționat din elemente grele.

7. **Razele** γ. Acoperă regiunea superioară a spectrului undelor electromagnetice. Ele sînt radiate de către nucleele atomilor. Lungimile de undă sînt cuprinse între 10^{-10} *m* și 10^{-14} *m* iar frecvențele între 3.10^{18} și 3.10^{22} *Hz*. Se observă că apare o suprapunere a porțiunii inferioare a regiunii ocupate de razele γ cu porțiunea superioară a regiunii ocupate de razele X.

8. **Razele cosmice.** Aceste raze ocupă porțiunea superioară a spectrului undelor electromagnetice. Prezintă un deosebit interes în fizica particulelor elementare.

2.1.3. RADIAȚIA DE DIPOL ELECTRIC

Radiația de dipol electric precum și cea de dipol magnetic prezintă un interes deosebit pentru studiul proceselor prin care atomii emit unde electromagnetice.

Prin *dipol electric* se înțelege un ansamblu de două sarcini electrice $+q$ și $-q$, egale și de semne contrare, așezate la o distanță foarte mică l între ele (fig 2.11).

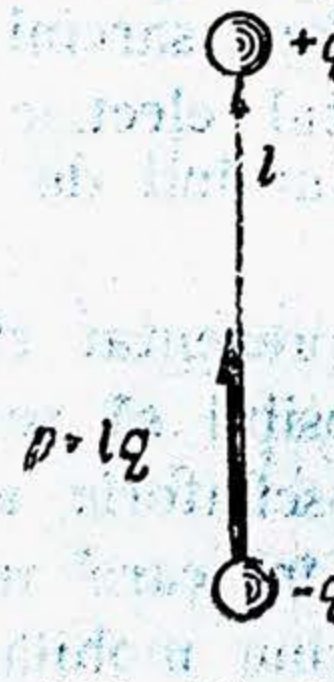


Fig. 2.11. Dipol electric

Dipolul electric se caracterizează prin *momentul electric* **p**. Prin definiție, momentul electric **p** al unui dipol este un vector care are modulul egal cu produsul ql și care este dirijat de-a lungul dreptei care unește cele două sarcini, fiind îndepărtat de la sarcina negativă la cea pozitivă.

Dacă momentul dipolului este constant în timp, adică, dacă sarcinile electrice

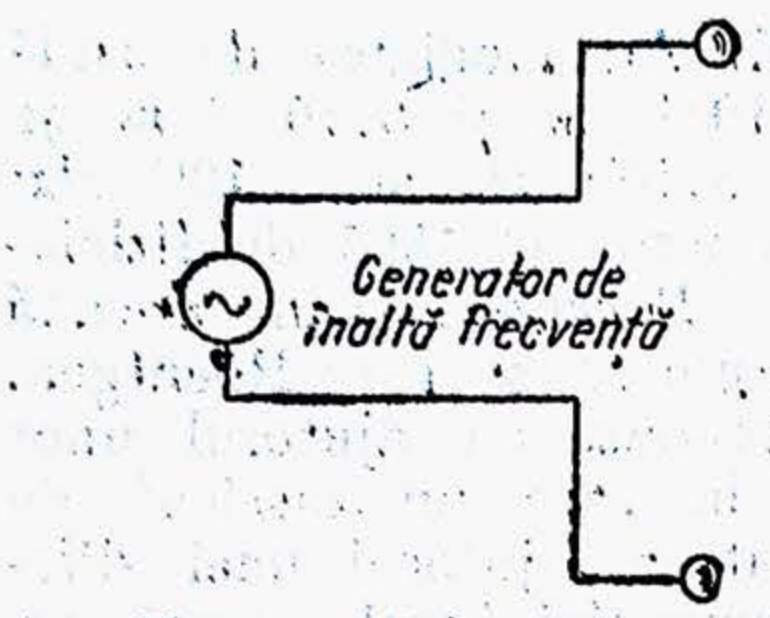


Fig. 2.12. Realizarea unui dipol electric oscilant prin alimentarea de la un generator de în altăfrecvneță

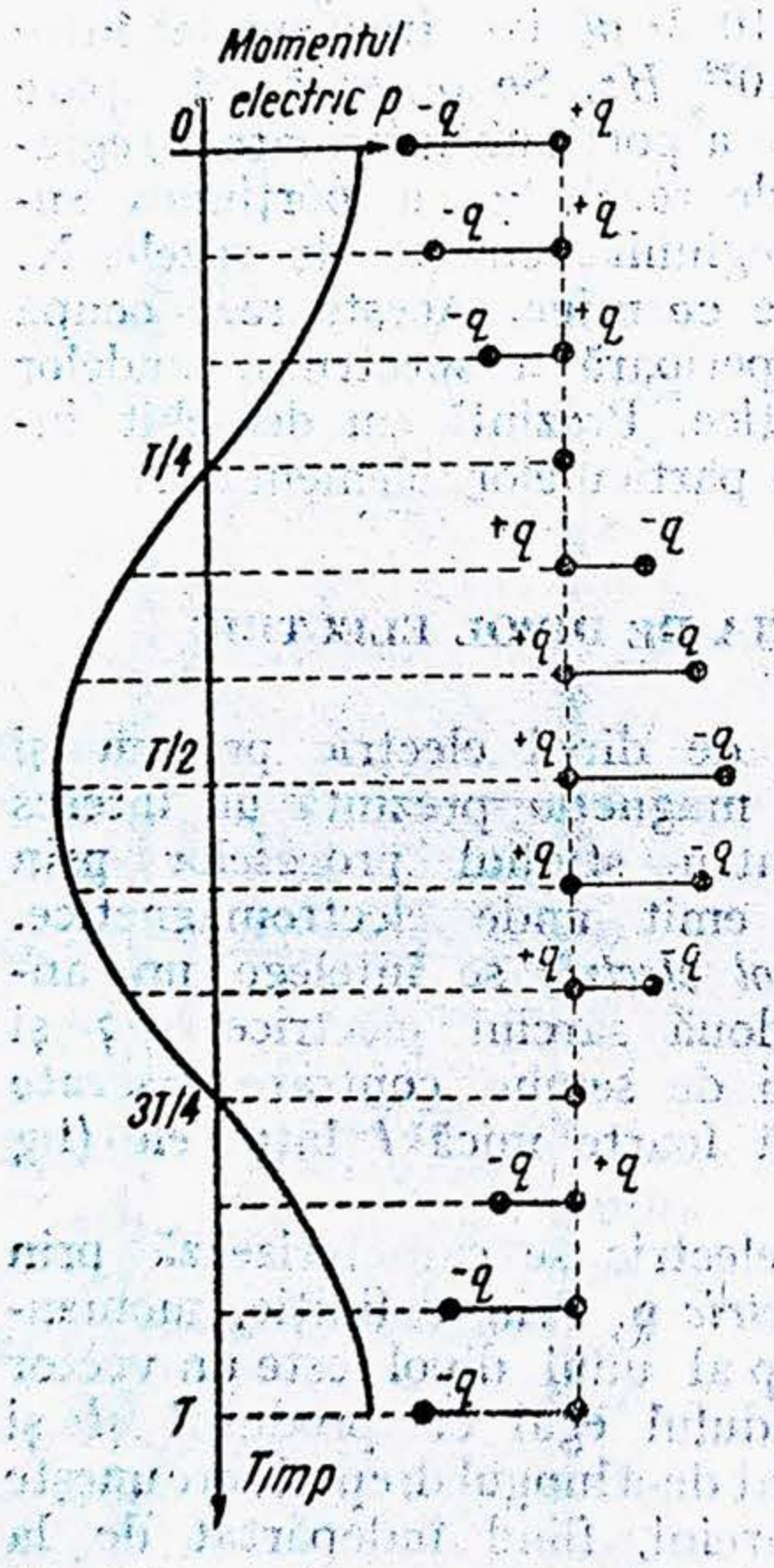


Fig. 2.13. Realizarea unui dipol electric oscilant prin modificarea poziției sarcinilor electrice

au aceleași valori și poziții în spațiu, atunci acesta nu poate să radieze unde electromagnetice. Într-adevăr în acest caz dipolul creează un cîmp electric constant în timp și un cîmp magnetic nul.

Dipolul poate să radieze unde electromagnetice numai dacă momentul său electric este variabil în timp.

Cel mai simplu mod de variație în timp al dipolului este cel sinusoidal, în care caz undele emise vor fi armonice.

Variația sinusoidală a momentului electric poate fi obținută în două moduri.

Prima posibilitate, în care pozițiile sarcinilor rămîn constante în timp iar valorile lor variază în mod periodic de la valori pozitive la valori negative și invers, se poate realiza cu ajutorul unui generator de înaltă frecvență care stabilește circulația unui curent electric alternativ prin filtrul care le unește (fig. 2.12).

Cea de a doua posibilitate, în care valorile sarcinilor electrice rămîn constante în timp, însă variază în mod periodic pozițiile lor, se poate realiza de exemplu păstrînd una din sarcini fixă, iar cealaltă făcînd-o să execute o mișcare de oscilație în jurul acesteia (fig. 2.13). Cînd sarcina mobilă se află la distanța cea mai mare momentul dipolului are valoarea maximă. Pe măsură ce sarcina mobilă se apropie de cea fixă momentul dipolului scade treptat pînă cînd se anulează în momentul în care pozițiile celor două sarcini coincid. În continuare momentul electric dipolar începe să crească, schimbînd de semn și așa mai departe.

Desigur, modelul prezentat ridică întrebarea : cum este posibil să se realizeze o asemenea mișcare oscilatorie avînd în vedere că în situația în care momentul dipolului este nul sarcina mobilă trebuie să treacă prin cea fixă. Evident, sub această

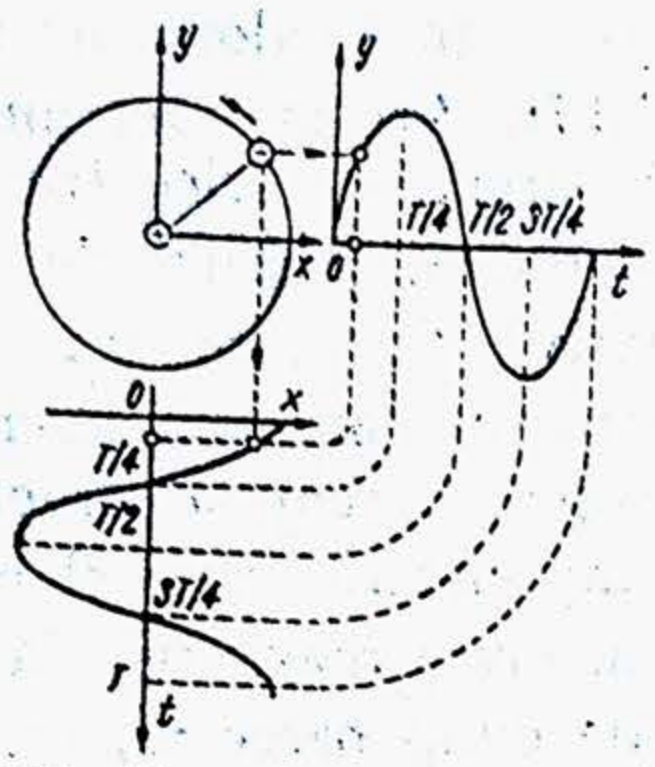


Fig. 2.14. Descompunerea mișcării circulare în două mișcări oscilatorii de aceeași frecvență defazate între ele cu $\pi/2$, de-a lungul a două direcți perpendeulare

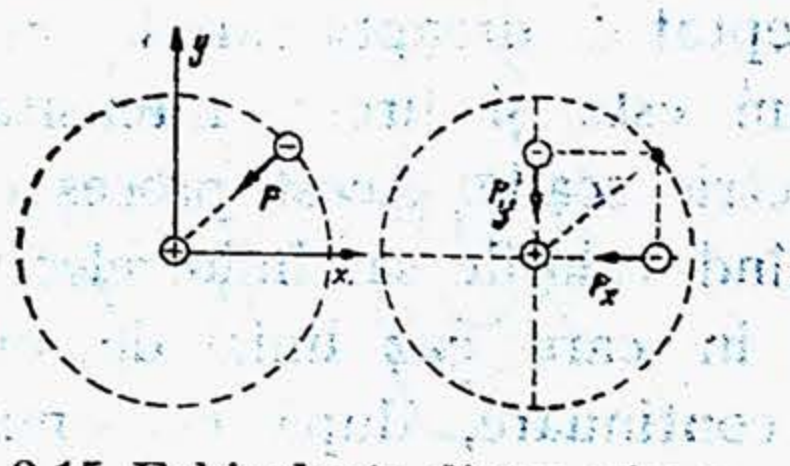


Fig. 2.15. Echivalența dintre mișcarea circulară a unei sarcini electrice în jurul unei sarcini egale și de semn contrar și doi dipoli p_x și p_y oscilați orientați de-a lungul a două direcții perpendiculare între ele

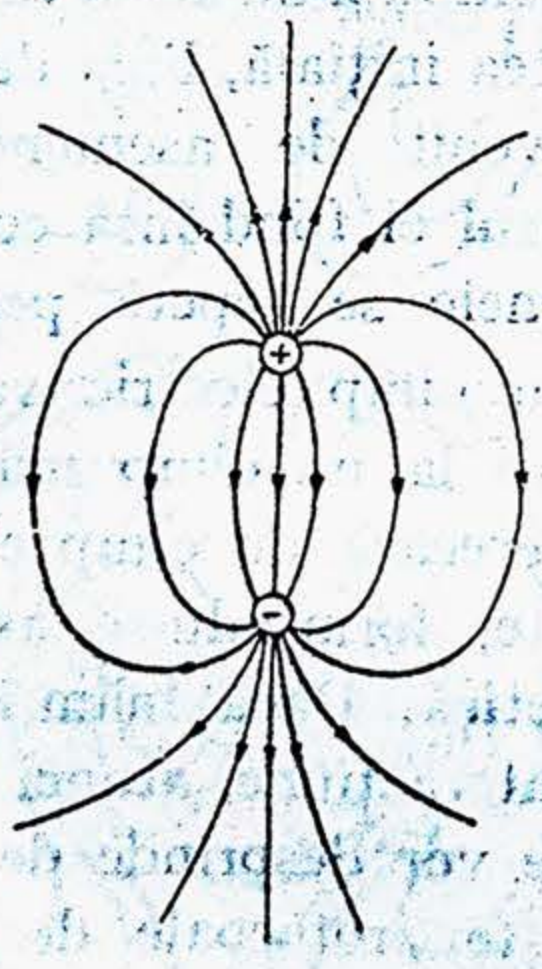


Fig. 2.16. Cîmpul electric creat de un dipol, al cărui moment este constant în timp

formă mișcarea oscilatorie este imposibil de realizat.

Putem însă să considerăm că această mișcare oscilatorie reprezintă componenta de-a lungul unei direcții a unei mișcări mai complexe.

Astfel, să considerăm cazul în care o sarcină electrică mobilă se învîrte în jurul unei sarcini fixe, pe o orbită circulară. Așa după cum s-a arătat mișcarea circulară poate fi descompusă în două mișcări oscilatorii, defazate între ele cu $\pi/2$, de-a lungul a două direcții perpendiculare (fig. 2.14). Un asemenea sistem poate fi deci considerat din punct de vedere electric ca un ansamblu de doi dipoli $\mathbf{p}_x$ și $\mathbf{p}_y$ electrici care oscilează de-a lungul a două direcții perpendiculare între ele, cu un defazaj de $\pi/2$ (fig. 2.15). Se observă ușor că sistemul considerat reprezintă în esență chiar modelul unui atom.

Pentru a determina forma liniilor cîmpului electromagnetic radiat de dipolul oscilant vom considera inițial cazul în care sarcinile electrice au atît valori cît și poziții fixe în spațiu. În această situație cîmpul magnetic creat este nul. Liniile de cîmp electric reprezintă niște curbe care pleacă din sarcina pozitivă și după ce străbat un drum mai mult sau mai puțin ocolit ajung la sarcina negativă (fig. 2.16) Aceste linii au o asemenea formă încît sînt conținute în întregime într-un plan meridian, adică ce conține axa de-a lungul căreia este orientat dipolul.

Să presupunem că dipolul începe să oscileze. Putem să considerăm de exemplu, că cele două sarcini componente păstrează

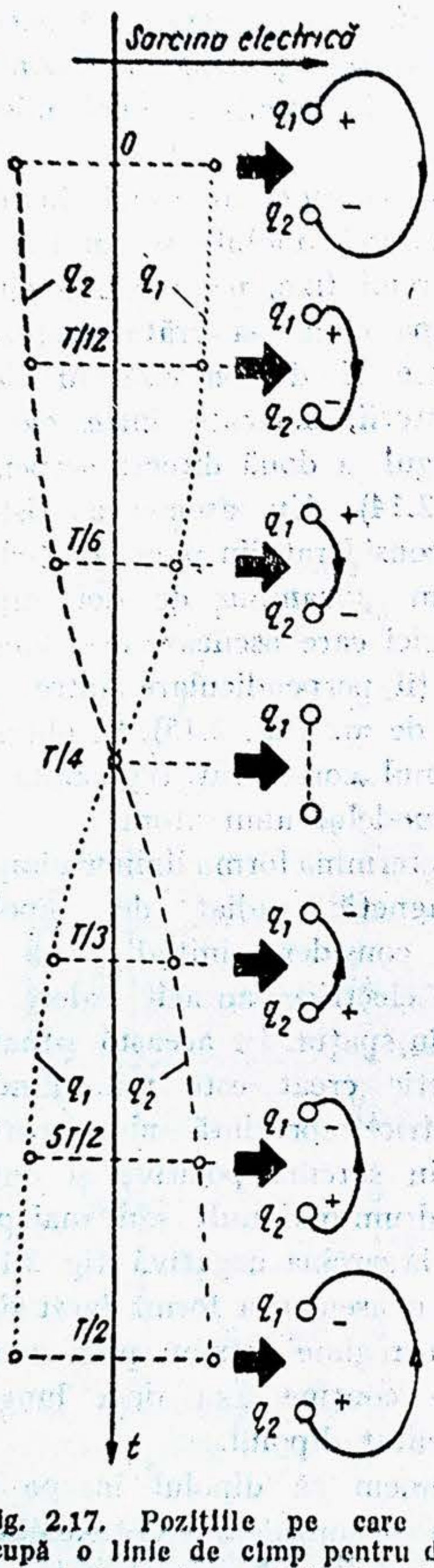


Fig. 2.17. Poziţiile pe care le ocupă o linie de cîmp pentru diferite valori ale sarcini dipolului

poziţii fixe în spaţiu, însă valorile lor variază periodic (fig. 2.17). Aceasta înseamnă că între cele două sarcini electrice trebuie să existe un fir conductor parcurs de curent elcctric alternativ, fir care nu a fost reprezentat pentru a nu complica desenul.

Pentru început facem abstracţie de faptul că un cîmp electric variabil în timp dă naştere la un cîmp magnetic. Să considerăm o linie de cîmp oarecare, caracterizată printr-o anumită valoare a intensităţii cîmpului electric. Pe măsură ce valorile absolute ale celor două sarcini încep să scadă în timp, linia de cîmp considerată se apropie treptat de dreapta care le uneşte deoarece, cum este şi firesc, intensitatea cîmpului electric scade. Acest proces continuă pînă cînd valorile sarcinilor electrice devin nule, în care caz linia de cîmp dispare. În continuare, după ce semnele celor două sarcini s-au inversat, pe măsură ce valorile lor absolute cresc, linia de cîmp începe să se depărteze de dipol, bineînţeles sensul ei fiind contrar celui precedent. Cînd sarcinile şi-au atins valoarea absolută egală cu cea iniţială, linia de cîmp considerată a revenit de asemenea în poziţia iniţială sensul ei fiind însă contrar, după care fenomenele se repetă periodic.

În realitate un cîmp electric variabil în timp dă naştere la un cîmp magnetic care la rîndul lui creează un cîmp electric şi aşa mai departe, formîndu-se astfel o undă electromagnetică. Dacă luăm în considerare această interacţiune, atunci liniile de cîmp electric se vor desprinde de dipolul oscilant ca nişte „rotocoale de fum". Ele vor deveni nişte curbe închise care se

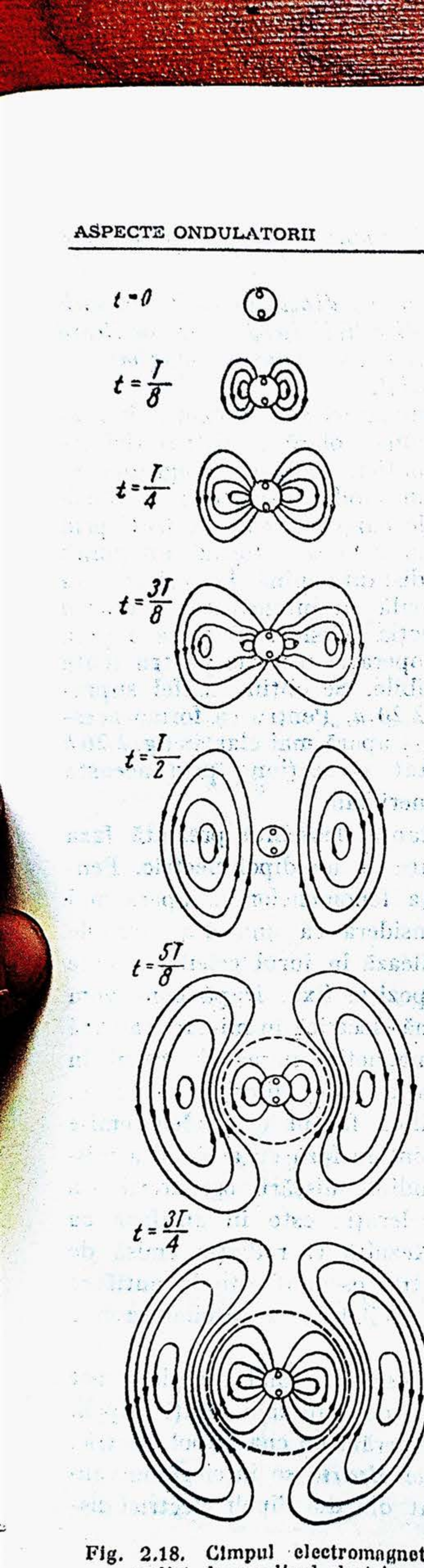


Fig. 2.18. Cîmpul electromagnetic radiat de un dipol electric

propagă într-un plan meridian (fig. 2.18) Deoarece prin firul care unește cele două sarcini circulă un curent electric, liniile cîmpului magnetic sînt niște cercuri concentrice conținute într-un plan transversal pe direcția dipolului. Aceste linii nu au fost reprezentate, pentru a nu complica desenul.

Undele electromagnetice radiate de dipolul electric sînt liniar polarizate, deoarece vectorul cîmp electric oscilează de-a lungul unei direcții fixe. Această direcție este conținută în planul meridian care trece prin punctul considerat, fiind perpendiculară pe direcția de propagare (fig. 2.19). Direcția cîmpului magnetic este prependiculară pe acest plan. *Unda electromagnetică emisă de un dipol electric este polarizată într-un plan conținut în cel meridian.*

Deoarece problema are simetrie cilindrică, cîmpul electromagnetic prezintă aceleași legi de variație de-a lungul oricărei direcții conținute într-un plan perpendicular pe axa *Oz*.

Nu același lucru se întîmplă într-un plan meridian. Într-adevăr, în acest plan direcția *Oz* este privilegiată deoarece de-a lungul ei oscilează dipolul.

În punctele situate de-a lungul direcției *Oz* atît cîmpul magnetic cît și cel electric au valori nule. Amplitudinile acestor cîmpuri cresc treptat pe măsură ce direcția considerată se depărtează de axa *Oz* și se apropie de cea perpendiculară pe aceasta În situația în care direcția considerată este perpendiculară pe axa *Oz* amplitudinile cîmpului electric și magnetic au valorile maxime.

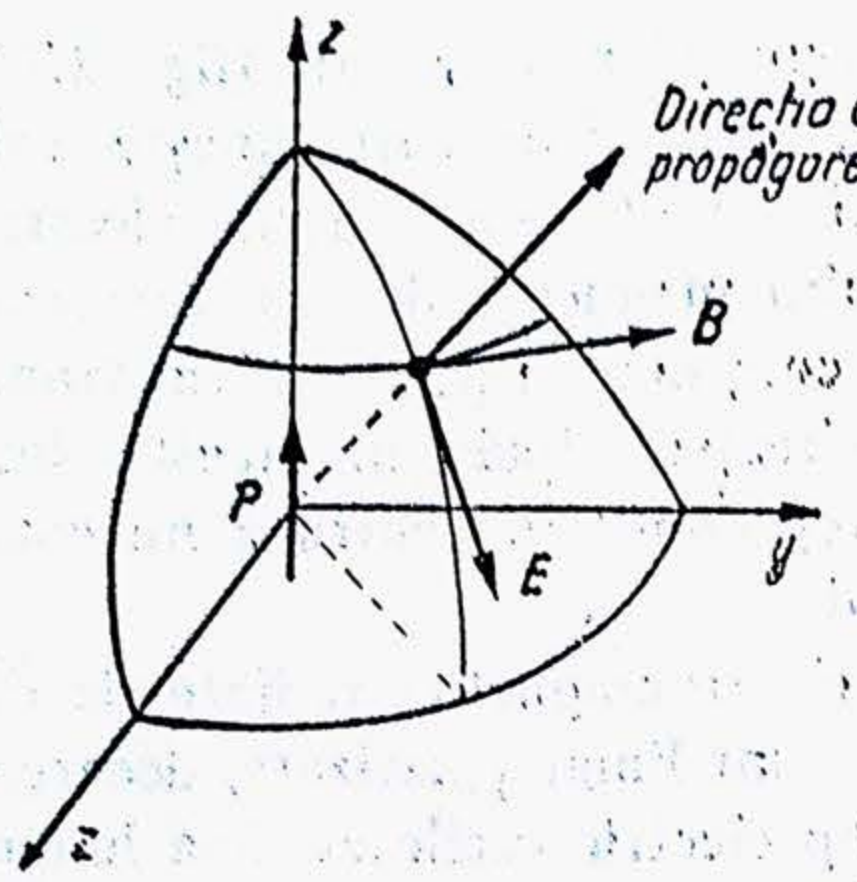


Fig. 2.19. Polarizarea undelor electromagnetice radiate de un dipol electric

Rezultă că *un dipol nu emite radiații de-a lungul direcției după care oscilează și că radiațiile au valorile maxime în planul ecuatorial.*

Aceste constatări se reprezintă în așa-numita diagramă polară a distribuției intensității radiației. Această diagramă se construiește în modul următor: se consideră o direcție oarecare, caracterizată prin unghiul θ pe aceasta se situează un punct astfel încît distanța pînă la origine să fie proporțională cu intensitatea radiației emise în direcția considerată și se repetă apoi această operație teoretic pentru toate direcțiile posibile. Se obține astfel suprafața din fig. 2.20 *a*. Pentru ca forma acestei suprafețe să apară mai clar, în fig. 2.20 *b* s-a reprezentat o secțiune prin aceasta cu un plan meridian.

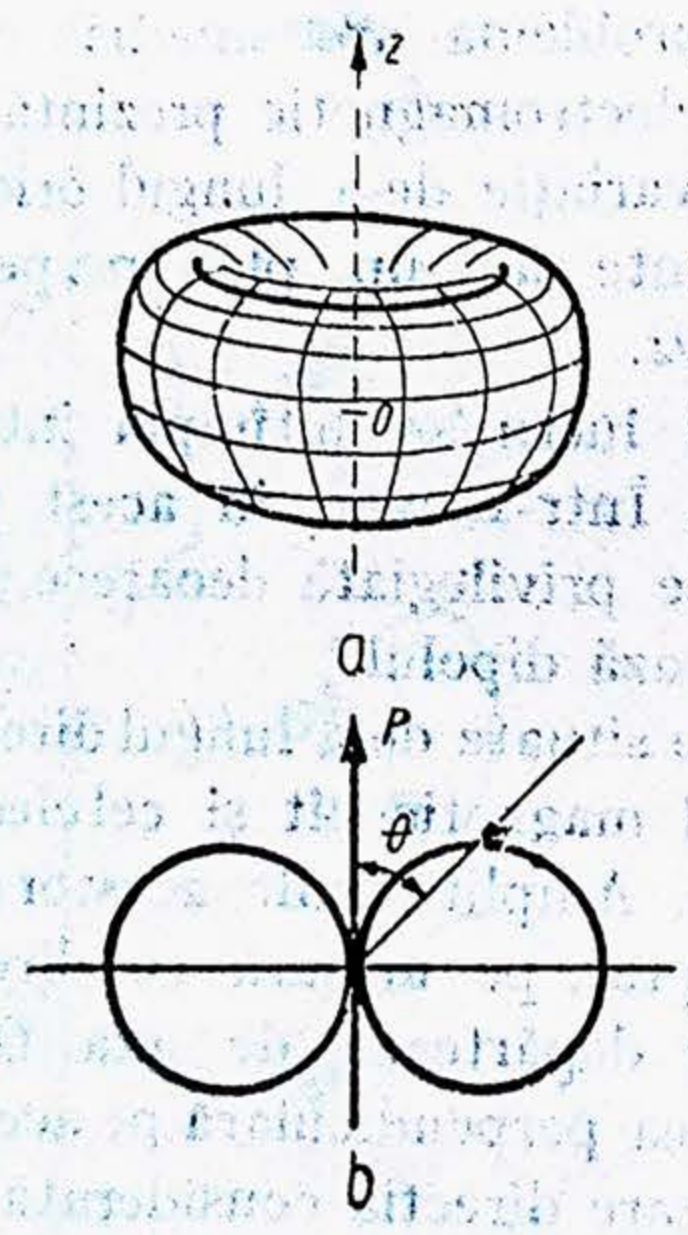


Fig. 2.20. Diagrama polară a intensității radiației emise de un dipol electric: *a* — reprezentarea în spațiu *b* — secțiunea cu planul meridian

O importanță deosebită prezintă faza undelor radiate de un dipol electric. Pentru ca esența fenomenelor să apară mai clar vom considera că una din sarcinile dipolului oscilează în jurul celeilalte, care păstrează o poziție fixă. După cum vom vedea o sarcină electrică în mișcare radiază unde electromagnetice numai în cazul în care accelerația este diferită de zero. Aceasta justifică faptul că undele emise de un dipol sînt în fază cu accelerația mișcării. La studiul mișcării oscilatorii s-a arătat că accelerația este în antifază cu deplasarea. Rezultă că radiația emisă de un dipol electric oscilant este în antifază cu mișcarea oscilatorie a sarcinei mobile (fig. 2.21).

Sistemele oscilante mai complexe pot fi formate din doi sau mai mulți dipoli. Astfel să considerăm un cuadrupol electric. Prin *cuadrupol electric* se înțelege un ansamblu format din doi dipoli electrici dis-

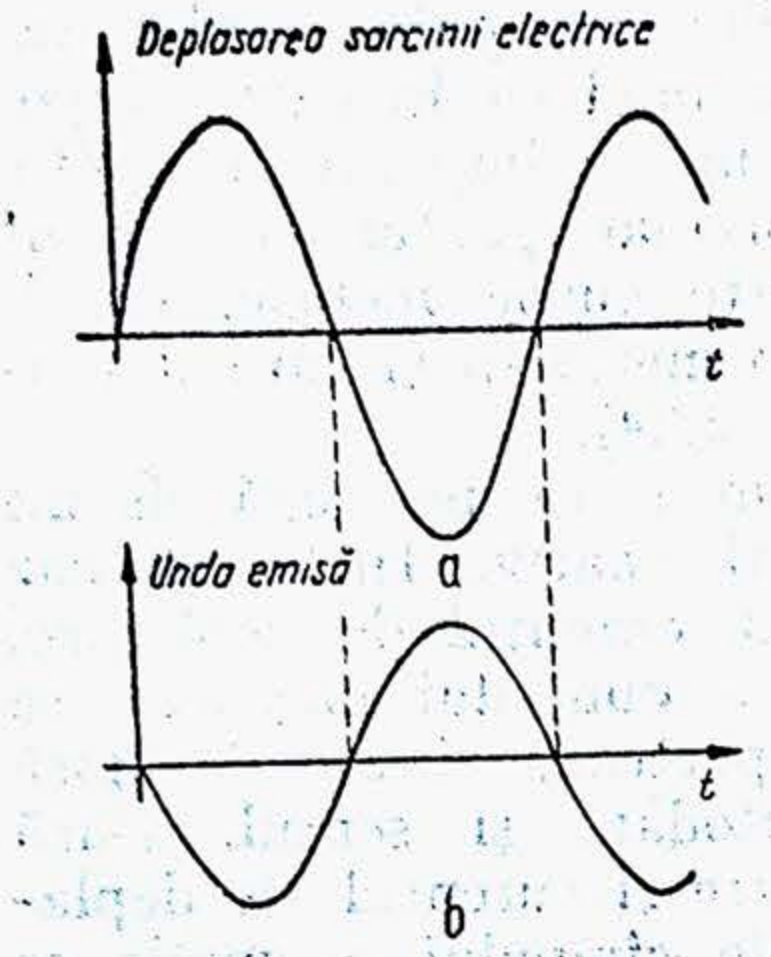


Fig. 2.21. Relaţia de fază dintre unda electromagnetică emisă de un dipol — *b* şi mişcarea osciatorie a sarcinii mobile — *a*

Fig. 2,22. Cuadrupol electric; — *a*; diagrama polară a intensităţii radiaţiei e-mise — *b*

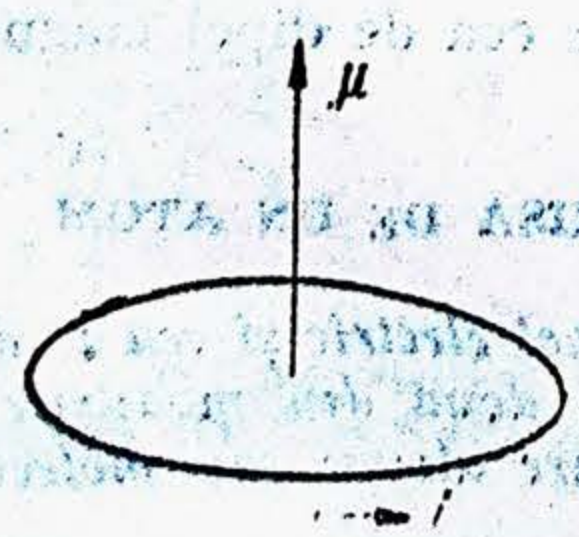


Fig. 2.23 Dipol mgnetic

puşi unul în apropierea celuilalt. Un exemplu de cuadrupol electric este cel din fig. 2.22. El este format din doi dipoli electrici, paraleli şi de sensuri opuse.

Raţionamente pe care nu le vom reproduce arată că dacă dimensiunile spaţiale ale cuadrupolului sînt mai mici decît lungimea de undă a radiaţiei, atunci acesta are o putere de radiaţie mult mai mică decît cea a unui dipol electric. *Un cuadrupol electric este deci un radiator de unde electromagnetice foarte slab.*

2.1.4. RADIAŢIA DE DIPOL MAGNETIC

Un alt tip de dipol este cel magnetic. Un *dipol magnetic* este format dintr-o spiră circulară de rază foarte mică, parcursă de curent electric (fig. 2.23). După cum se ştie cîmpul magnetic creat de o asemenea spiră este identic cu cel al unui magnet permanent de dimensiuni foarte mici. Denumirea de dipol magnetic se justifică prin faptul că un magnet permanent are doi poli : unul nord şi celălalt sud.

Spira parcursă de curent se caracterizează prin *vectorul moment magnetic* **μ**. Prin definiţie, modulul acestui vector este egal cu produsul dintre aria spirei şi curentul care o străbate. Direcţia momentului magnetic este perpendiculară pe planul spirei, iar sensul lui este determinat de sensul de circulaţie al curentului electric prin spiră, după regula burghiului drept.

După cum se ştie o spiră parcursă de curent continuu creează practic numai cîmp magnetic constant în timp. În consecinţă, dacă momentul magnetic este constant în timp atunci dipolul nu radiază unde electromagnetice.

Dipolul radiază unde electromagnetice numai în situaţia în care curentul prin spiră este alternativ. Pentru a deter-

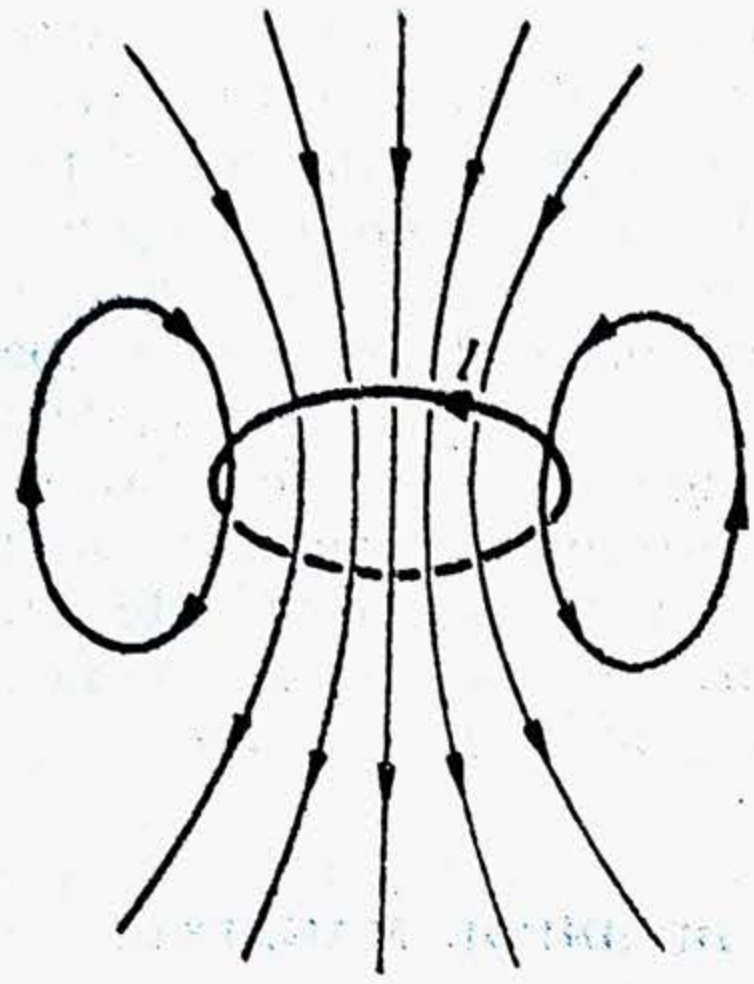


Fig. 2.24. Cîmpul magnetic creat de o spiră circulară parcursă de un curent continuu

mina forma liniilor cîmpului radiat raționăm în același mod ca în cazul dipolului electric. Liniile cîmpului magnetic produs de spira circulară parcursă de curent continuu sînt niște curbe închise, conținute într-un plan meridian și care îmbrățișează spira (fig. 2.24).

Să considerăm spira parcursă de un curent electric alternativ. În acest caz dacă se neglijează curentul de deplasare, o linie oarecare a cîmpului magnetic se apropie și se depărtează ritmic de spiră schimbîndu-și totodată și sensul. Dacă se ia în considerare și curentul de deplasare, atunci liniile cîmpului magnetic se desprind de spiră, propagîndu-se în exteriorul ei, astfel încît să rămînă conținute în permanență într-un plan meridian. Liniile cîmpului electric sînt niște cercuri concentrice conținute într-un plan transversal pe direcția momentului magnetic.

In unda electromagnetică emisă de-a lungul unei direcții oarecare, cîmpul magnetic este conținut în planul determinat de aceasta și momentul magnetic (fig. 2.25). Direcția cîmpului electric este perpendiculară pe acest plan. *Unda electromagnetică emisă de un dipol magnetic este polarizată într-un plan perpendicular pe cel meridian.*

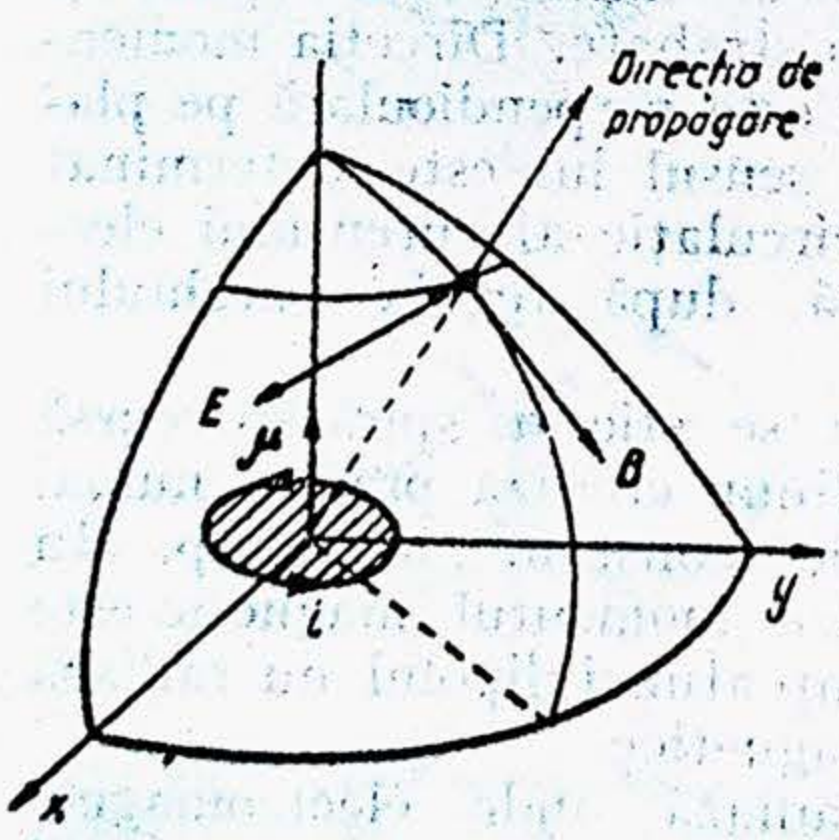


Fig. 2.25. Polarizarea undelor electromagnetice emise de un dipol magnetic

Dacă se face comparația cu cîmpul electromagnetic radiat de către un dipol electric, atunci se constată că cîmpul electric și cel magnetic și-au inversat rorurile. *Planul de polarizare al undei emise de un dipol magnetic este rotit cu π/2 față de cel al undei radiate de un dipol electric.* Aceasta ne permite să deosebim radiația de dipol electric de cea de dipol magnetic.

2.1.5. RADIAȚIA EMISA DE UN ATOM

Radiația de dipol electric și cea de dipol magnetic reprezintă două din modurile cele mai eficace prin care atomii sau moleculele

emit unde electromagnetice. În cele ce urmează, vom prezenta cîteva din particularităţile procesului de emisie a radiaţiei de către un atom, particularităţi studiate din punctul de vedere al teoriei clasice a fenomenelor electromagnetice. Menţionăm că *studiul riguros şi complet al acestei probleme poate fi efectuat numai cu ajutorul mecanicii cuantice.*

De la început este important de subliniat că *din punctul de vedere al fizicii clasice, o sarcină electrică aflată în mişcare accelerată emite radiaţii electromagnetice.*

Astfel, să considerăm o sarcină electrică $+q$ aflată iniţial în repaus. După cum se ştie, în sistemul de referinţă în care este în repaus, sarcina electrică creează un cîmp electric radial în care liniile de cîmp sînt uniform distribuite (fig. 2.26).

Dacă sarcina electrică se află în mişcare, de exemplu rectilinie, atunci ea „antrenează" după sine şi cîmpul electric produs, căruia îi modifică în acelaşi timp structura.

Concomitent cu aceasta, o sarcină electrică în mişcare creează şi un cîmp magnetic. Deplasarea sarcinii electrice fiind echivalentă cu un curent electric rezultă că liniile cîmpului magnetic reprezintă nişte cercuri situate într-un plan transversal de pe direcţia de deplasare.

O sarcină electrică în mişcare creează deci atît un cîmp electric cît şi un cîmp magnetic.

Aceste consideraţii sînt valabile în cazul în care sarcina se deplasează printr-un dielectric, de exemplu prin aer sau vid. Dacă sarcina electrică se deplasează printr-un fir conductor atunci situaţia se modifică. Într-adevăr, într-un fir conductor se află sarcini electrice atît pozitive cît şi negative, care creează cîmpuri electrice îndreptate în sensuri opuse.

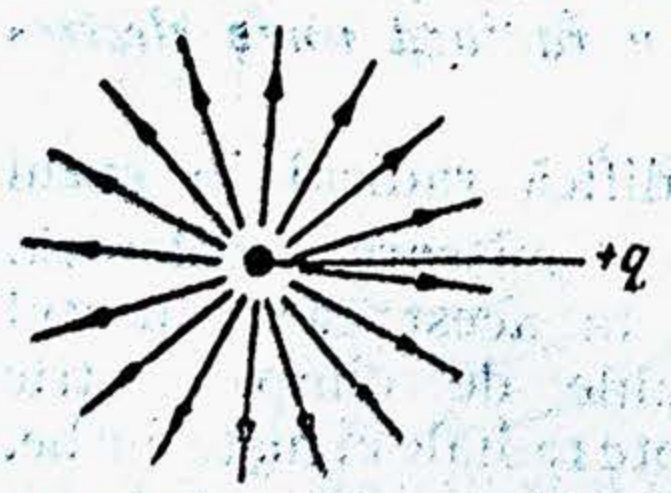


Fig. 2.26. Cîmpul electric creat de o sarcină electrică $+q$ în repaus

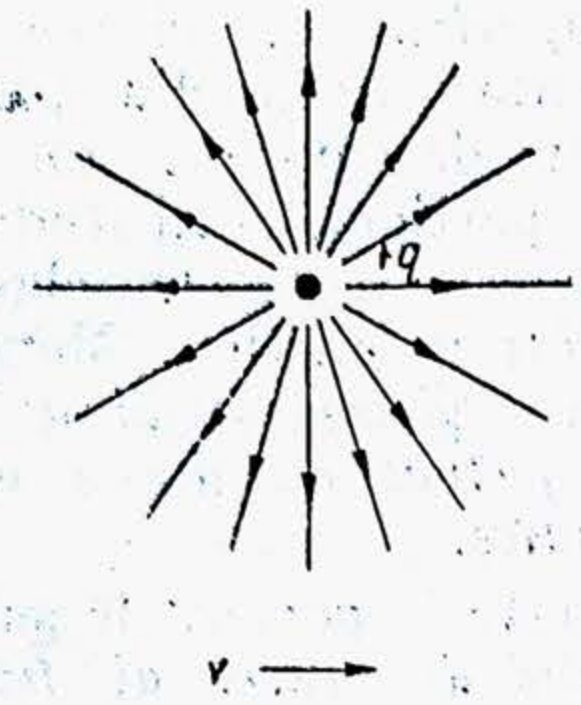


Fig. 2.27. Cîmpul electric creat de o sarcină electrică $+q$ în mișcare rectilinie uniformă

În consecință cîmpul electric din exteriorul firului conductor este practic nul. Cîmpul magnetic rămîne în continuare diferit de zero. Un fir conductor parcurs de un curent electric creează deci practic numai un cîmp magnetic.

Modificarea structurii cîmpului electric depinde de caracterul mișcării. Astfel, dacă sarcina se află în mișcare uniformă, de exemplu rectilinie, atunci liniile de cîmp rămîn tot niște drepte radiale care însă nu mai sînt uniform repartizate. În direcția deplasării, liniile de cîmp se răresc, iar în cea perpendiculară se îngrămădesc. Acest fenomen este cu atît mai pronunțat cu cît viteza de deplasare a sarcinii este mai mare. Astfel, în fig. 2.27 au fost reprezentate liniile cîmpului electric creat de o sarcină electrică aflată în mișcare uniformă cu o viteză egală cu 80% din cea a luminii.

În acest caz intensitatea cîmpului electric de-a lungul direcției de deplasare a sarcinii scade cu 33%, iar cea de-a lungul unei direcții perpendiculare crește cu 67%. Calculele pe care nu le vom reproduce arată că această modificare a structurii cîmpului electric nu este însoțită și de o variație a energiei electromagnetice. Energia cîmpului electromagnetic rămînînd constantă, rezultă că nu apare nici un transfer de energie de la sarcină la cîmp, ceea ce înseamnă că aceasta nu radiază unde electromagnetice. În concluzie, *o sarcină electrică în mișcare rectilinie și uniformă nu radiază unde electromagnetice.*

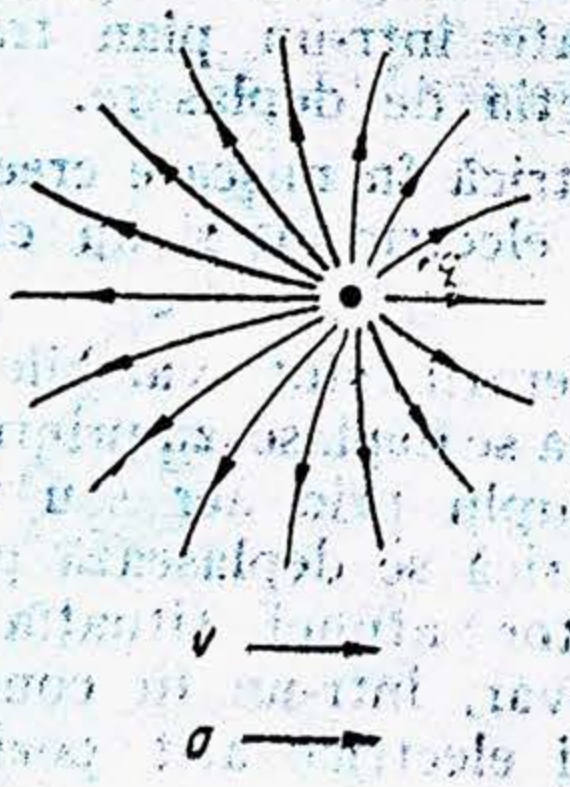


Fig. 2.28. Cîmpul electric creat de o sarcină electrică $+q$ în mișcare rectilinie accelerată

Situația se modifică radical în cazul în care sarcina are o mișcare accelerată. Cîmpul electric are în acest caz aspectul din fig. 2.28. Liniile de cîmp electric nu mai sînt niște drepte radiale ci niște curbe.

O asemenea modificare este însoțită și de o variație a energiei electromagnetice.

Pentru a se produce această variație, sarcina trebuie să cedeze energie cîmpului, adică trebuie să radieze unde electromagnetice. În concluzie, *o sarcină electrică în mișcare accelerată radiază unde electromagnetice.*

Pentru ca esența fenomenelor să fie mai clară s-a considerat cazul în care mișcarea aceelerată a sarcinii este rectilinie. Aceeași concluzie își păstrează valabilitatea și în cazul în care sarcina execută o mișcare circulară, chiar dacă este uniformă. Într-adevăr, deși într-o mișcare circulară uniformă viteza sarcinii este constantă în modul, faptul că aceasta își modifică direcția de la punct la punct pentru a rămîne tangentă la traiectorie, determină apariția unei accelerații care evident nu va fi coliniară cu viteza, ci perpendiculară pe ea.

Din punct de vedere al ftzicii clasice rezultă că un electron care se învîrte în mod uniform în jurul nucleului emite radiații electromagnetice în mod continuu. Această concluzie ridică în fața fizicii clasice *problema stabilității atomului.* Într-adevăr, să considerăm de exemplu cel mai simplu atom, atomul de hidrogen. Atomul de hidrogen este constituit dintr-un nucleu pozitiv în jurul căruia se rotește un singur electron. Dacă nu luăm în considerare fenomenele de radiație electromagnetică, atunci asupra electronului acționează două forțe de sensuri contrarii: forța de atracție coulombiană determinată de nucleul pozitiv și forța centrifugă creată de mișcarea circulară. Sub acțiunea acestor două forțe, electronul se deplasează cu o asemenea viteză, pe o orbită circulară de o asemenea rază, încît acestea să se echilibreze reciproc. În consecință electronul va avea o mișcare stabilă în jurul nucleului, ceea ce ar explica stabilitatea atomului.

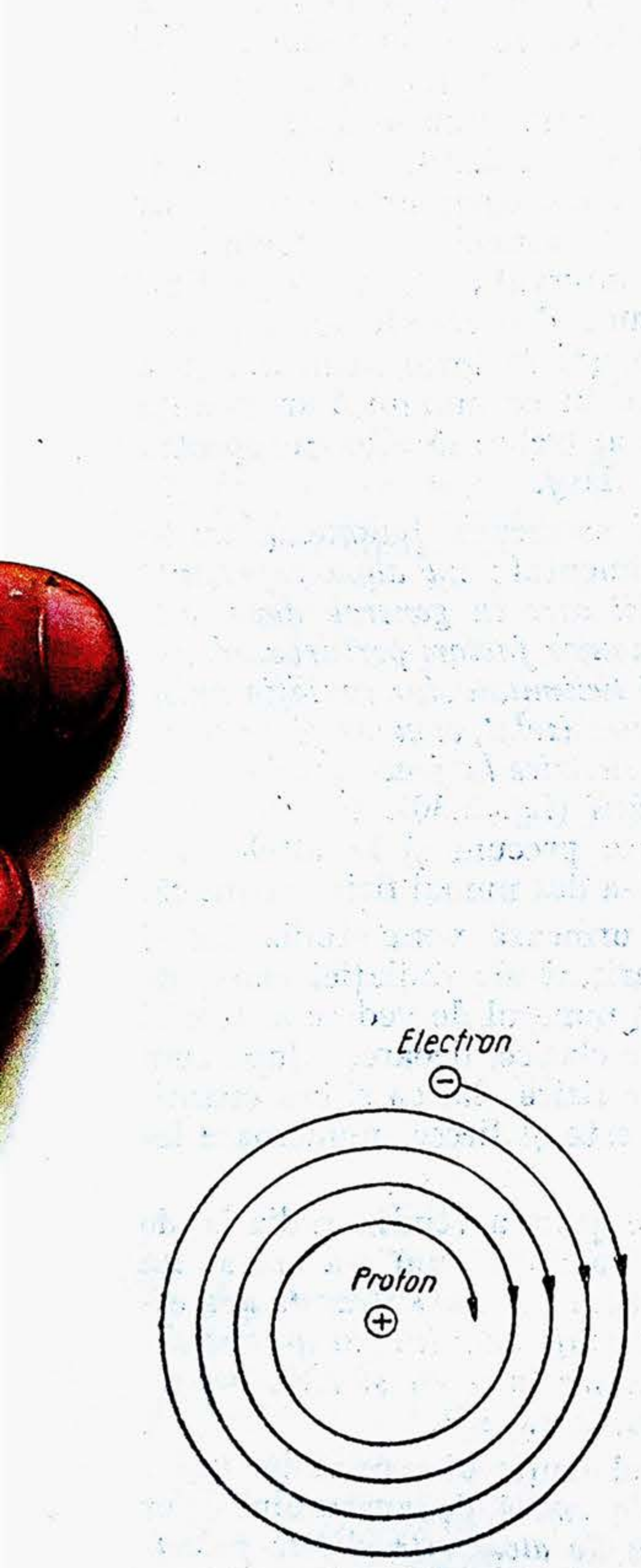


Fig. 2.29. Traiectoria unui electron în jurul nucleului, din punctul de vedere al fizicii clasice

În aceste raționamente nu am luat în considerare radiație de unde electromag-

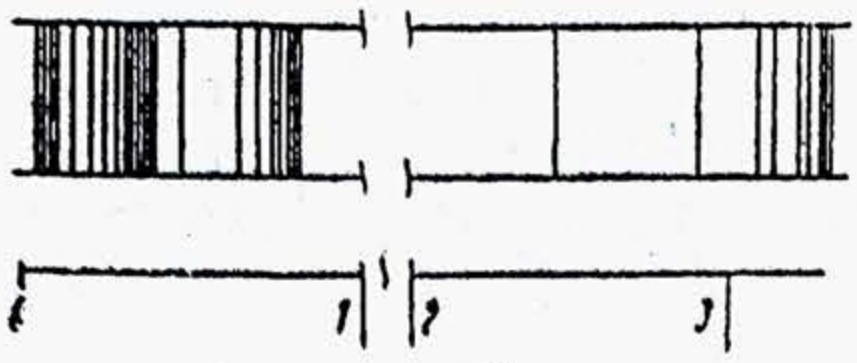


Fig. 2.30. Spectrul radiațiilor emise de atomul de hidrogen

netice. Dacă luăm în considerare și acest fenomen, atunci înseamnă că energia electronului trebuie să scadă treptat, ceea cea înseamnă că el trebuie să se deplaseze pe orbite cu raze din ce în ce mai mici, adică pe o spirală, pînă cînd în final va cădea pe nucleu, totul petrecîndu-se într-un timp de ordinul 10^{-8} s (fig. 2.29). În consecință dacă un atom de hidrogen ar exista la un moment oarecare, atunci el ar trebui să dispară într-un interval de timp de ordinul a 10^{-8} s. Mai mult, deoarece în acest proces electronul se rotește în jurul nucleului cu o frecvență din ce în ce mai mică ar rezulta că undele emise ar trebui să aibă un spectru continuu foarte larg.

În realitate asemenea fenomene nu se constată experimental: *un atom reprezintă un edificiu stabil care în general dacă este ferit de acțiunea unor factori pertnrbatori externi are o viață nelimitată, iar radiația emisă de acesta cînd este izolat, cum ar fi în cazul unei descărcări electrice la joase presiune are un spectru de linii* (fig. 2.30). Răspunsul la această întrebare precum și la altele care au mai apărut 1-a dat numai fizica cuantică.

În cele ce urmează vom studia totuși cîteva particularități ale radiației emise de către atomi, din punctul de vedere al teoriei electromagnetice clasice, deoarece după cum vom vedea între fizica clasică și cea cuantică există, cum este și firesc, numeroase legături.

Vom începe prin a studia radiația de dipol electric. Așa după cum s-a arătat *un atom este echivalent cu un sistem de doi dipoli electrici orientați de-a lungul a două direcții perpendiculare între ele și ale căror oscilații sînt defazate cu* $\pi/2$.

Fiecare dipol emite cîte o undă liniar polarizată. *Unda emisă* de ansamblul celor doi dipoli, adică *de atom este eliptic polarizată* deoarece cele două unde polarizate componente sînt defazate între ele cu $\pi/2$ (fig. 2.31.)

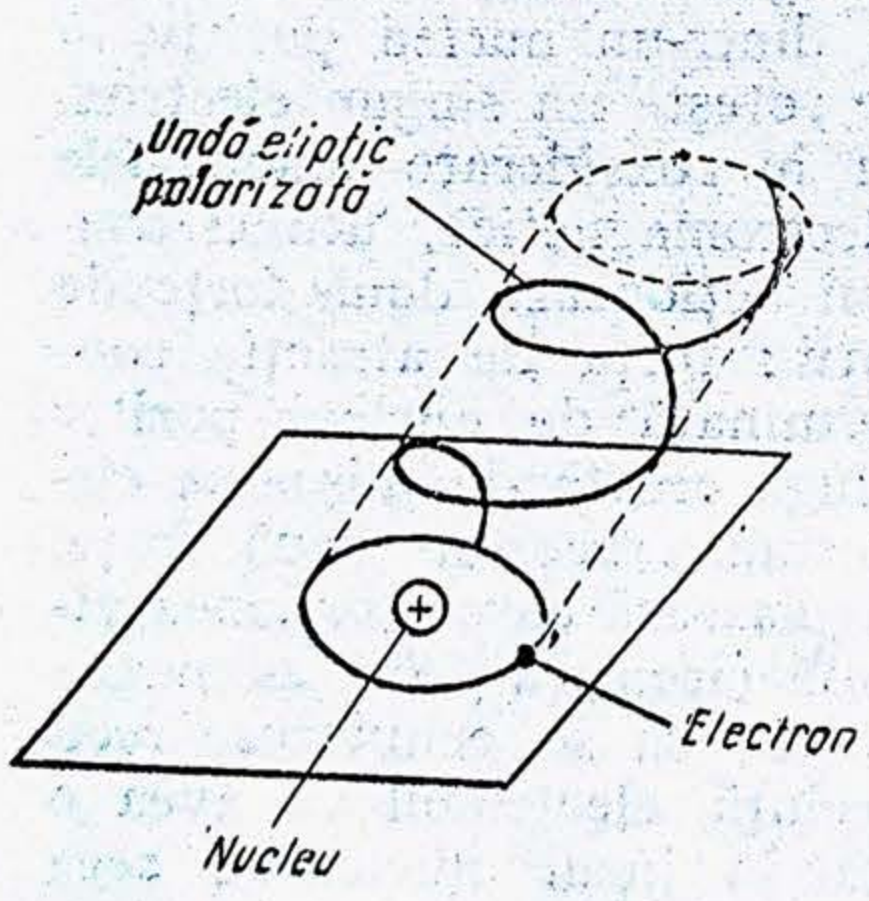


Fig. 2.31. Unda eliptic polarizată radiată de un atom de-a lungul unei direcții oarecare față de planul mișcării electronului

B.C.U. „M. EMINESCU" IASI

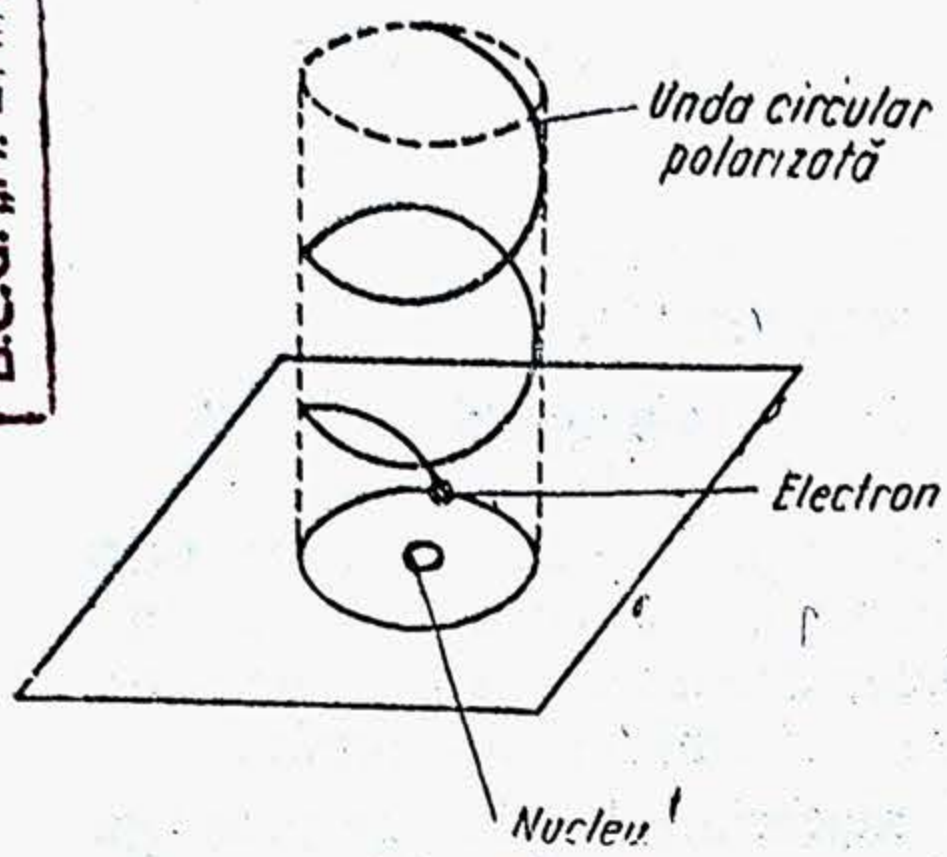


Fig. 2.32. Unda circular polarizată radiată de un atom de-a lungul unei direcţii perpendiculare pe planul mişcării electronului

De-a lungul direcţiei perpendiculare pe planul atomului unda eliptică se transformă într-o undă circular polarizată deoarece amplitudinile celor două componente sînt egale. (fig. 2.32).

De-a lungul unei direcţii conţinute în planul atomului unda emisă este liniar polarizată (fig. 2.33). Într-adevăr în acest caz putem să descompunem mişcarea circulară a electronului în două mişcări componente una de-a lungul direcţiei considerate şi cealaltă perpendiculară pe aceasta. Atomul este deci echivalent cu un ansamblu de doi dipoli, unul orientat de-a lungul direcţiei considerate iar celălalt de-a lungul unei direcţii perpendiculare. Un dipol nu emite însă unde în direcţia de-a lungul căreia este orientat momentul său electric. În consecinţă unda emisă de atom este generată numai de dipolul orientat de-a lungul direcţiei perpendiculare. Rezultă că unda emisă este linear polarizată.

Mişcarea electronului în jurul nucleului este echivalentă cu circulaţia unui curenti electric pe „spira" determinată de traiectoria sa. În consecinţă *un atom este echivalent şi cu un dipol magnetic*. Deoarece curentul care străbate spira este variabil în timp rezultă că şi acest dipol radiază unde electromagnetice.

Calculele arată că pentru un acelaşi atom de exemplu de hidrogen, intensitatea radiaţiei de dipol magnetic este de 10^{-6} ori, adică de un milion de ori mai mică, decît cea a radiaţiei de dipol electric. Aceasta înseamnă că *radiaţia de dipol magnetic este neglijabilă în comparaţie cu cea de dipol electric*.

După cum vom vedea, în anumite cazuri legile mecanicii cuantice interzic emisia radiaţiei de dipol electric. În acest caz poate să apară radiaţia de dipol magnetic, bineînţeles dacă legile mecanicii cuantice nu o interzic nici pe aceasta.

Aşa după cum s-a arătat radiaţia de dipol magnetic poate fi deosebită de cea

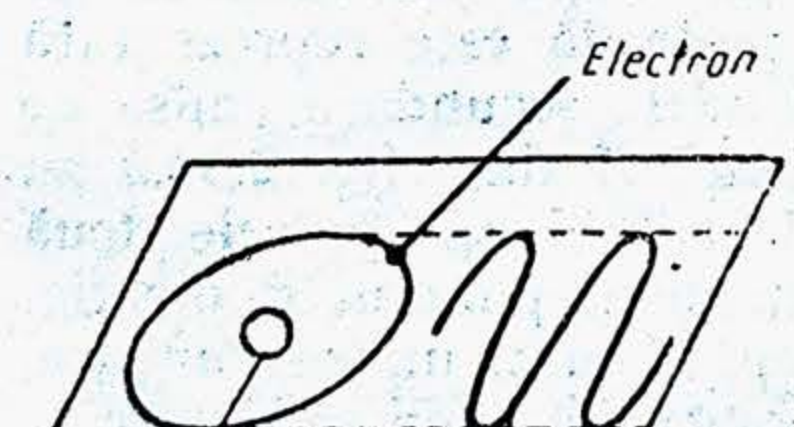


Fig. 2.33. Unda liniar polarizată emisă de un atom de-a lungul unei direcţii conţinute în planul mişcărilele ctronului

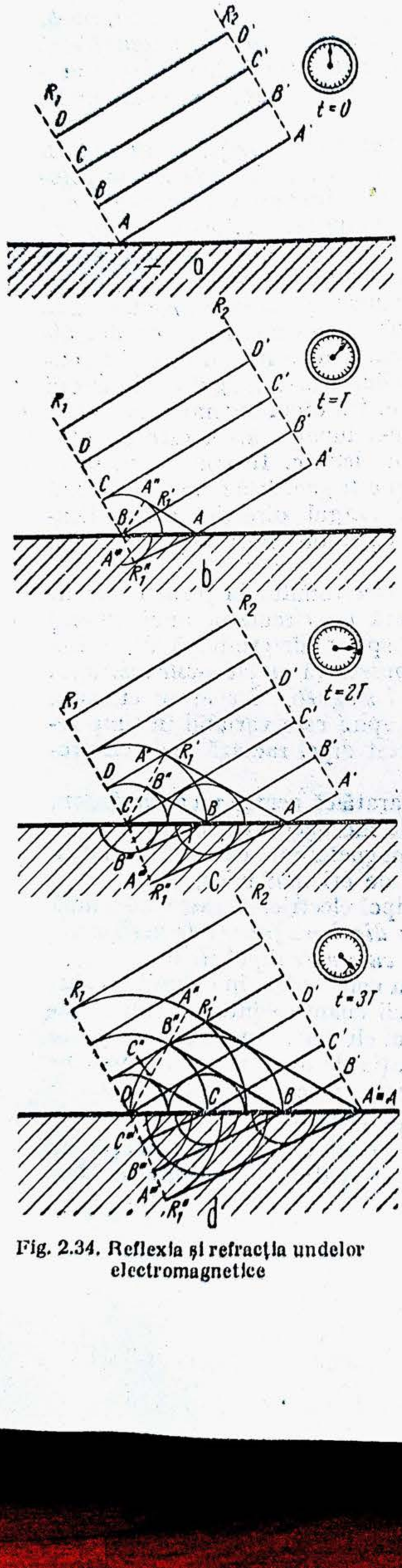


Fig. 2.34. Reflexia și refracția undelor electromagnetice

de dipol electric prin orientarea planului de polarizare a undelor emise.

2.1.6. DISPERSIA UNDELOR ELECTROMAGNETICE

În vid undele electromagnetice se propagă cu viteza c, independentă de frecvență. Independența vitezii de propagare a luminii prin vid poate fi considerată ca fiind stabilită cu mare precizie, deoarece a fost verificată prin numeroase determinări astronomice.

În mediile materiale lumina se propagă cu o viteză diferită de cea din vid și anume egală cu raportul dintre c și indicele n de refracție. Această afirmație se poate demonstra cu ajutorul principiului Hugens-Fresnel.

Într-adevăr, să considerăm un fascicul paralel de lumină care cade pe suprafața unui mediu transparent (fig. 2.34). În conformitate cu principiul Huygens-Fresnel punctele de pe suprafața de separație devin izvoare de unde secundare care se propagă în cele două medii cu vitezele v_1 și respectiv v_2. Undelor secundare le corespund sfere a căror raze sînt proporționale cu v_1 și v_2. Ne alegem ca origină a timpului momentul în care unda incidentă ajunge în punctul A (fig. 2.34 *a*). În acest moment frontul undei incidente este reprezentat prin dreapta AA', iar punctul A tocmai începe să emită unde secundare. Situația după un interval de timp egal cu o perioadă este reprezentată în fig. 2.34 *b*. Undele secundare emise de punctul de incidență A din fig. 2.34.*a* au parcurs distanțele v_1T și v_2T în cele două medii. În acest moment punctul B din fig. 2.34 *b* tocmai începe să emită unde secundare. În continuare fenomenele se repetă identic.

Pentru determinarea fronturilor undelor refractate respectiv reflectate este necesar să trasăm înfășurătoarea undelor secundare. Dacă se face această operație atunci se obține că în planul din fig. 2.34 frontul undei refractate este reprezentat de dreapta $A'A'''$, iar cel al undei reflectate prin $A'A''$.

Cunoscînd fronturile de undă putem să trasăm apoi ușor direcțiile de propagare ale razelor extreme R'_1 și R'_2, respectiv R''_1 și R''_2 care delimitează fasciculul reflectat, respectiv refractat.

Referindu-ne la fig. 2.35 în care a fost surprinsă situația la un moment oarecare de timp t și în care pentru claritate nu s-au mai reprezentat undele secundare se observă că distanțele MP, MS și NQ fiind parcurse de cele trei fascicule în timp ul t sînt egale cu $MP=v_1t$; $MS=v_2t$ și $NQ=v_1t$. Avînd în vedere că unghiurile de incidență θ_i, de reflexie θ'_r și refracție θ_r satisfac relațiile: $\sin\theta_i=NQ/MN$; $\sin\theta'_r=MP/MN$ și $\sin\theta_r=MS/MN$ rezultă prin eliminarea lui MN că $\sin\theta_i=\sin\theta'_r$ adică $\theta_i=\theta'_r$ precum și $\sin\theta_i/\sin\theta_r=v_1/v_2$.

Prima relație exprimă binecunoscuta lege a reflexiei care arată că unghiul de incidență θ_i este egal cu cel de reflexie θ'_r. Deoarece vitezele în cele două medii sînt două mărimi constante, cea de a doua relație arată că raporturile dintre sinusurile unghiurilor de incidență și respectiv refracție este de asemeni constant. În conformitate cu legea refracției acest raport este egal tocmai cu indicele de refracție n_{21} ale celui de al doilea mediu în raport cu primul. Rezultă astfel că indicele de refracție are expresia $n_{21}=v_1/v_2$.

După cum se știe indicele de refracție n al unui mediu se consideră față de vid. În acest caz, $v_1=c$, iar viteza v_2 o notăm mai simlpu prin v, deoarece nu poate să apară confuzie. Rezultă că $n=c/v$ adică $v=c/n$ ceea ce înseamnă că *viteza de propagare a unei unde electromagnetice printr-un mediu este egală cu raportul dintre viteza în vid c și indicele de refracție n.*

Măsurătorile experimentale au arătat că *viteza de propagare printr-un mediu depinde de frecvență, adică de lungimea de undă.* Aceasta înseamnă că în propagarea luminii printr-un mediu se manifestă fenomenul de *dispersie.*

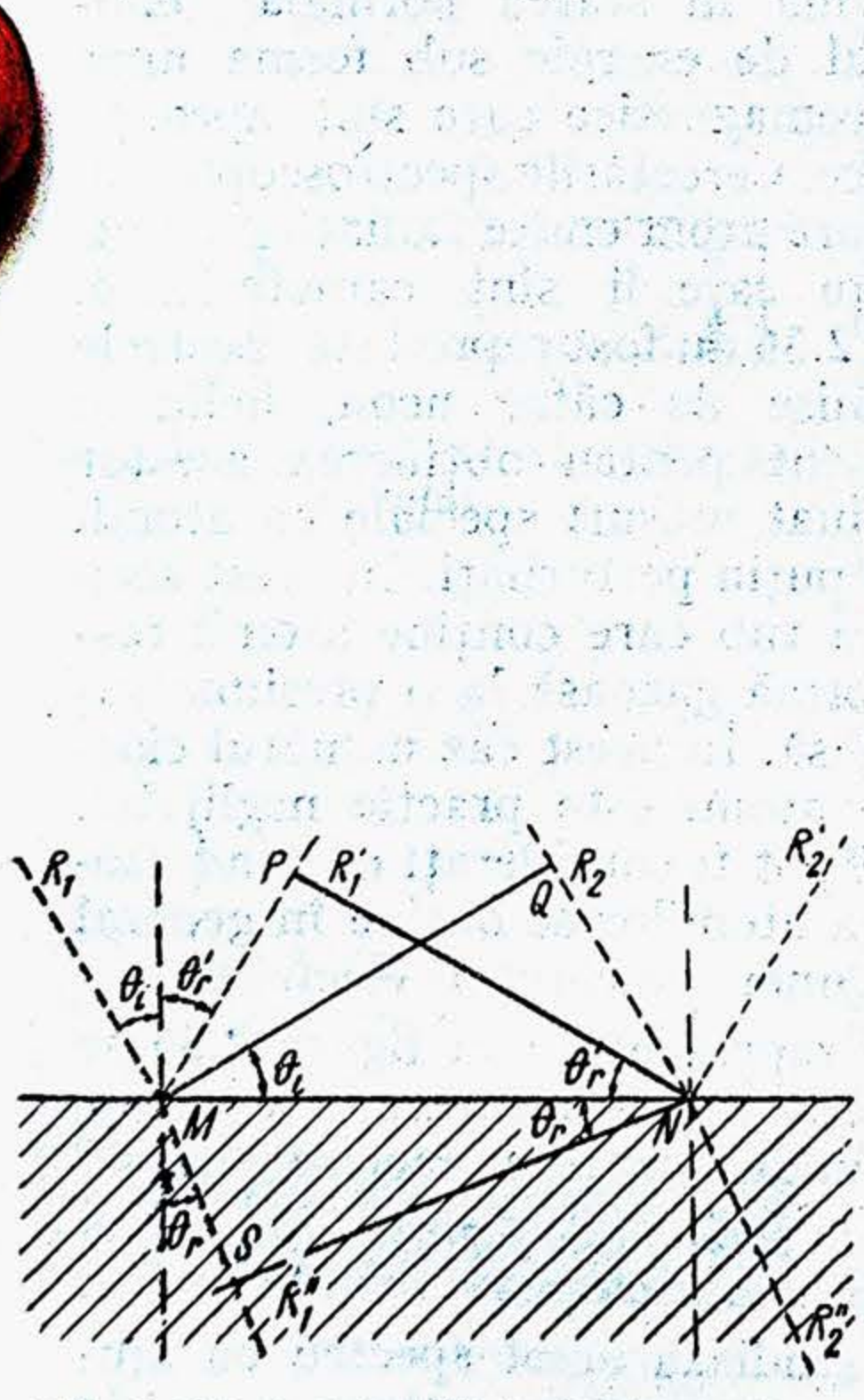


Fig. 2.35. Deducerea legii reflexiei și refracției

Explicarea dispersiei implică studiul detailat al interacțiunii undelor electromagnetice cu substanța. Un asemenea studiu poate fi făcut în mod riguros și complet numai cu ajutorul mecanicii cuantice. Totuși, în unele cazuri, cum ar fi în particular cel al dispersiei, se obțin rezultate concordante cu cele experimentale chiar dacă se utilizează fizica clasică.

S-a arătat că fizica clasică este pusă în imposibilitatea de a explica stabilitatea atomilor; deoarece atomii trebuind să execute o mișcare circulară în jurul nucleului radiază unde electromagnetice. Experiența arată că în condiții normale atomii nu radiază unde electromagnetice. Pentru ca un atom să emită unde electromagnetice este necesar ca din exterior să i se comunice o cantitate convenabilă de energie. În acest caz atomul caută să revină în starea normală emițînd surplusul de energie sub forma unor radiații electromagnetice care sînt aproape monocromatice. Cercetările spectroscopice au arătat că fiecare atom emite radiații cu anumite frecvențe care îi sînt caracteristice. Astfel, în fig. 2.36 au fost reproduse spectrele radiațiilor emise de către neon, heliu și mercur. Evident pentru obținerea acestor spectre s-au luat măsuri speciale ca atomii să fie cît mai puțin perturbați. În acest scop s-a utilizat un tub care conține atomii respectivi sub formă gazoasă la o presiune suficient de redusă. În acest caz numărul ciocnirilor dintre atomi este practic neglijabil, astfel încît ei pot fi considerați ca fiind izolați. Excitarea atomilor se obține în general cu ajutorul unei descărcări electrice.

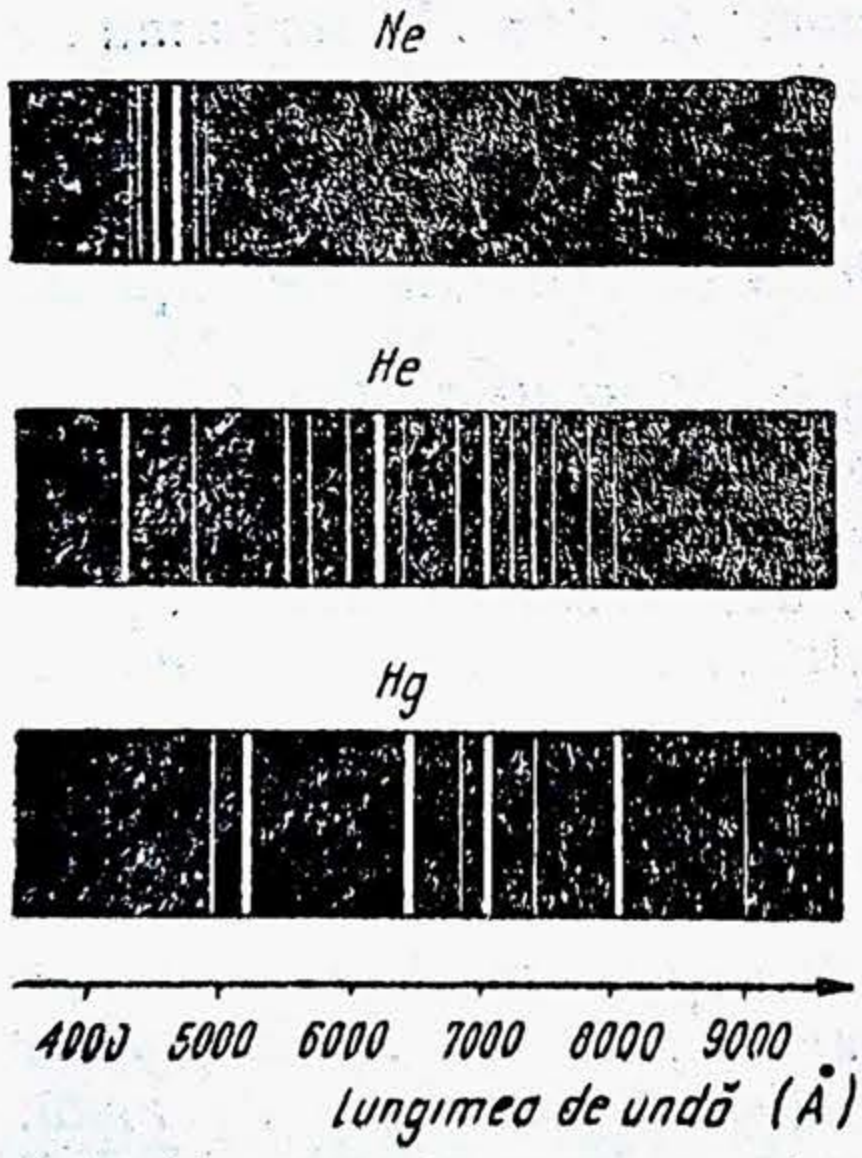


Fig. 2.36. Spectrul de emisie al atomilor de neon, heliu și mercur

Spectrele reprezentate în figura 2.36 se numesc *spectre de emisie* deoarece în acest caz atomii emit unde electromagnetice.

Spectrul de emisie este format dintr-o succesiune de linii luminoase pe un fond întunecat.

Dacă se studiază acest spectru cu ajutorul unui spectroscop cu putere mare de rezoluție atunci se constată că liniile spec-

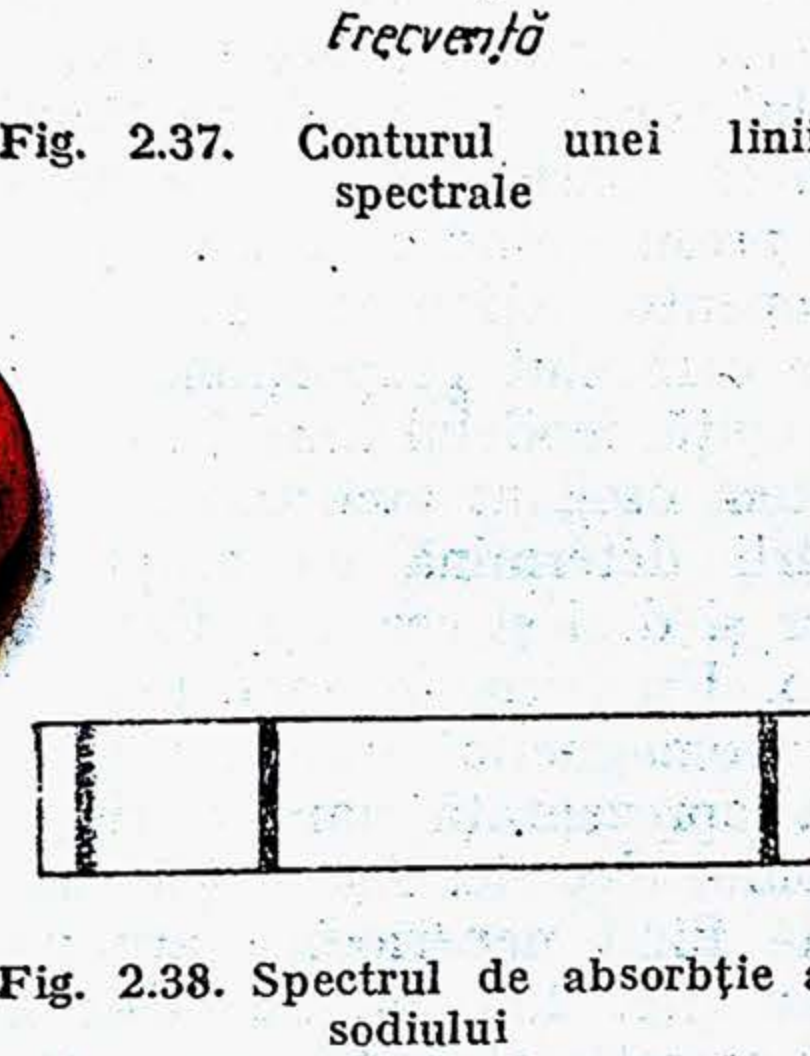


Fig. 2.37. Conturul unei linii spectrale

Fig. 2.38. Spectrul de absorbție al sodiului

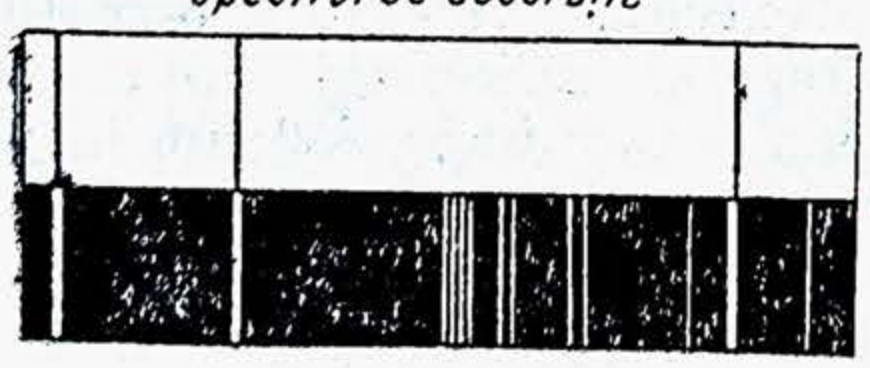


Fig. 2.39. Legătura dintre spectrul de absorbție și de emisie al sodiului

trale nu sînt infinit subțiri ci au o anumită extindere pe scara frecvențelor, respectiv a lungimilor de undă.

Măsurîndu-se intensitatea componentelor de diferite frecvențe care alcătuiesc linia spectrală se obține conturul din fig. 2.37. Cu ajutorul acestui grafic putem să determinăm semilărgimea liniei adică intervalul de frecvență $\Delta\nu$ situat între puncte corespunzătoare unor intensități egale cu jumătate din cea maximă.

Un alt tip de spectru se obține dacă asupra atomilor este trimis un fascicul de lumină albă. În acest caz, dacă se analizează lumina transmisă, se obține de exemplu pentru sodiu spectrul din fig. 2.38 format dintr-o succesiune de linii negre pe un fond luminos. Desigur interpretarea unui asemenea spectru este simplă; atomii considerați au absorbit din radiația incidentă componentele ale căror frecvențe sînt egale cu cele ale liniilor negre. Din această cauză un asemenea spectru se numește *spectru de absorbție. Spectrul de absorbție este format dintr-o succesiune de linii negre pe un fond luminos.*

Între spectrul de emisie și cel de absorbție al unui același element există o strînsă legătură. Astfel în fig. 2.39 au fost reproduse unul sub celălalt spectrul de emisie și respectiv de absorbție al sodiului. Se observă că celor trei linii întunecoase din spectrul de absorbție le corespunde cîte o linie luminoasă din spectrul de emisie.

Formarea acestor două tipuri de spectre poate fi explicată foarte ușor cu ajutorul fizicii clasice dacă se presupune că atomul reprezintă un sistem oscilant ale cărui frecvențe de oscilație sînt egale tocmai cu cele ale liniilor din spectrul de emisie. Pentru aceasta este necesar să presupunem că într-un atom particulele componente încărcate cu sarcini electrice sînt în stare normală în poziții de echilibru stabil grație unor forțe de interacțiune de tip elastic, care deci pot

fi reprezentate într-o imagine intuitivă cu ajutorul unor resorturi.

În cazul în care un asemenea model primește energie din exterior, el începe să oscileze pe frecvențele care îi sînt caracteristice. Particulele care oscilează fiind încărcate cu sarcină electrică radiază unde electromagnetice. Radiația emisă transportă cu ea energia. La aceasta se mai adaugă și alte pierderi de energie determinate de exemplu de ciocnirile cu alți atomi sau cu pereții recipientului, în care caz o parte din energie se transformă în căldură. Din aceste cauze energia modelului considerat scade în timp. Putem să luăm în considerare aceste pierderi de energie presupunînd că asupra particulelor componente acționează forțe de frecare vîscoase care sînt proporționale cu viteza. În consecință, modelul considerat reprezintă un sistem oscilant amortizat. Prezența amortizării determină ca amplitudinea oscilațiilor și deci și cea a radiațiilor să scadă în timp. Un asemenea model emite deci o undă electromagnetică amortizată. În fig. 2.40 *a* a fost reprezentată numai variația în timp a cîmpului electric. Așa după cum s-a arătat unda fiind neperiodică are un spectru continuu (fig. 2.40 *b*). Se observă ușor că spectrul teoretic al undei emise este identic ca formă cu cel pus în evidență experimental. Mai mult, prin diferite metode au putut fi estimate mărimile factorilor care intervin, obținîndu-se rezultate concordante cu cele teoretice. În general un atom se caracterizează printr-un timp de relaxare de ordinul a 10^{-7}—10^{-8} s. În acest interval de timp el execută 10^7—10^8 oscilații complete. Factorul de calitate al unui atom are în consecință valori impresionante fiind de ordinul a 10^{18}.

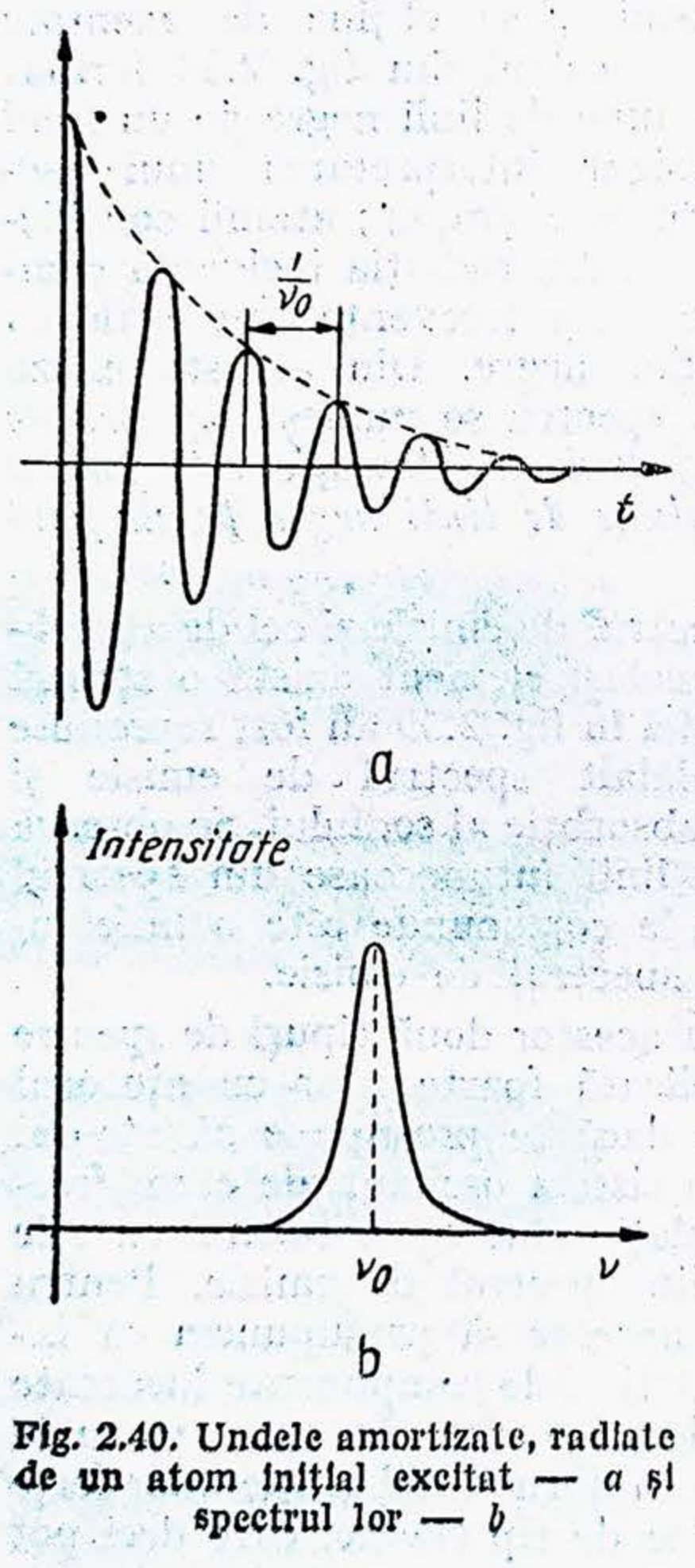


Fig. 2.40. Undele amortizate, radiate de un atom inițial excitat — *a* și spectrul lor — *b*

Cu ajutorul unui asemenea model putem să explicăm formarea spectrului de absorbție. Undele electromagnetice incidente, în special prin componenta lor electrică exercită forțe oscilatorii asupra particulelor ce-

alcătuiesc modelul. Așa după cum s-a arătat un sistem oscilant rezonant absoarbe o putere semnificativă numai de la componentele a căror frecvență este situată în jurul celei de rezonanță. În consecință modelul absoarbe o putere importantă numai de la componentele radiației incidente care au frecvențele situate în jurul celei de rezonanță. Modelul începe să oscileze pe această frecvență. O parte din energia absorbită este reradiată înapoi, iar restul se pierde sub formă de căldură. Dacă concentrația atomilor din tub este suficient de mare atunci cantitatea de energie transformată în căldură este importantă. Se explică astfel de ce prin traversarea tubului ce conține atomii respectivi, componentele radiației incidente ale căror frecvențe coincid cu cele de emisie sînt puternic atenuate. Din această cauză în lumina transmisă aceste componente practic lipsesc și în consecință în spectru, în dreptul lor, apar niște linii întunecoase.

Deși modelul prezentat reușește să explice foarte bine spectrele de emisie și de absorbție ale atomilor, el ridică însă numeroase probleme care nu pot fi rezolvate cu ajutorul fizicii clasice. Aceste probleme sînt determinate de precizarea cu claritate a structurii modelului, astfel încît în primul rînd să nu vină în contradicție cu alte constatări experimentale, iar în al doilea rînd să rezoneze tocmai pe frecvențele liniilor care apar în spectrul de emisie.

Numeroasele încercări de a rezolva aceste dificultăți s-au soldat cu eșecuri. Vom menționa doar că în 1908 *Ritz* a ajuns la concluzia că nici un sistem oscilant clasic nu poate fi conceput astfel încît el să rezoneze pe frecvențele liniilor de emisie ale celui mai simplu atom, cel de hidrogen. Din această cauză noi nu vom studia structura unui asemenea model. Cititorul poate să și-l închipuie cum dorește, deoarece oricum va fi conceput, el nu corespunde realității.

Un exemplu de model posibil este reprezentat în fig. 2.41.

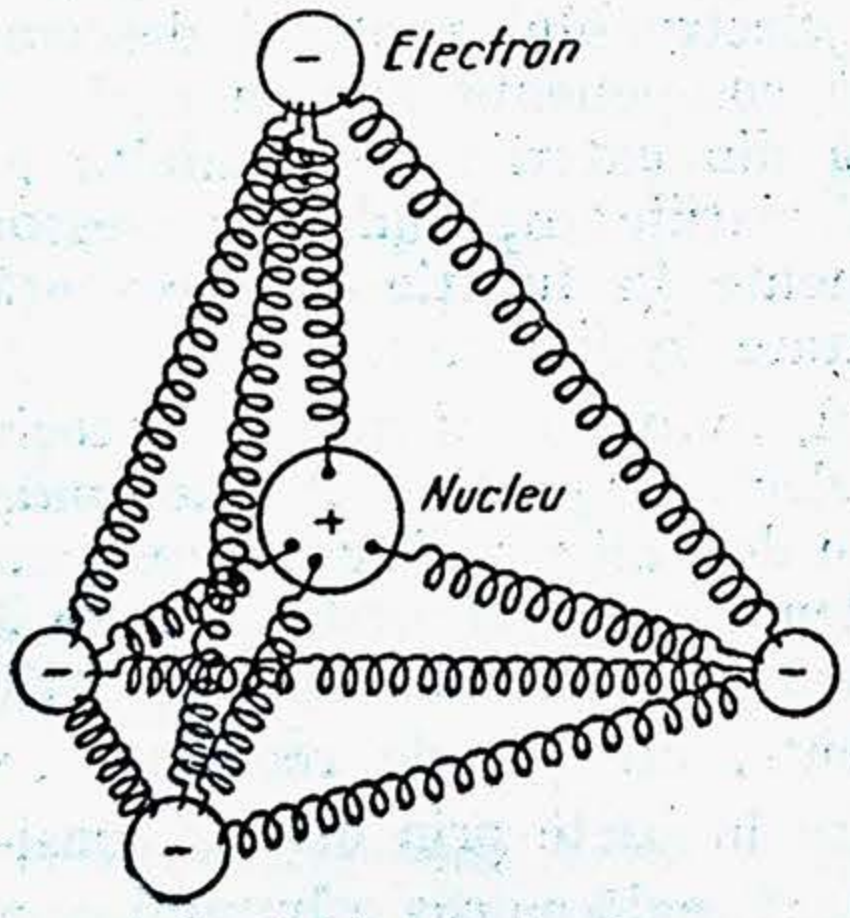


Fig. 2.41. Modelul posibil al unui atom sub forma unui sistem oscilant amortizat

Acest model, conform căruia un atom reprezintă un sistem rezonant, permite să obținem rezultate corecte în ceea ce privește dispersia undelor electromagnetice, deoarece descrierea cuantică a fenomenelor de rezonanță este similară cu cea clasică. Desigur nu este neapărat necesar ca întotdeauna descrierea cuantică să fie în contradicție cu cea clasică. După cum vom vedea fizica cuantică include pe cea clasică ca un caz limită. În consecință fizica clasică poate fi aplicată cu succes în explicarea unor fenomene, cum ar fi în particular și cel de dispersie.

Esența fenomenului de dispersie constă în interacțiunea dintre unda electromagnetică incidentă și atomii, care conform modelului menționat pot fi considerați ca fiind niște oscilatori amortizați.

Cîmpul electric al undei electromagnetice incidente acționează asupra electronului cu o forță oscilatorie. Sub acțiunea acestei forțe electronul execută o mișcare oscilatorie în jurul poziției de echilibru. Așa după cum s-a arătat între forța oscilatorie aplicată și mișcarea oscilatorie a electronului apare un defazaj φ care depinde de pulsație. De asemenea s-a mai arătat că mișcarea oscilatorie a electronului poate fi descompusă în două componente una în fază cu forța aplicată din exterior, iar cealaltă în cuadratură. Variațiile amplitudinilor acestor două componente în funcție de frecvență sînt reprezentate în fig. 2.42.

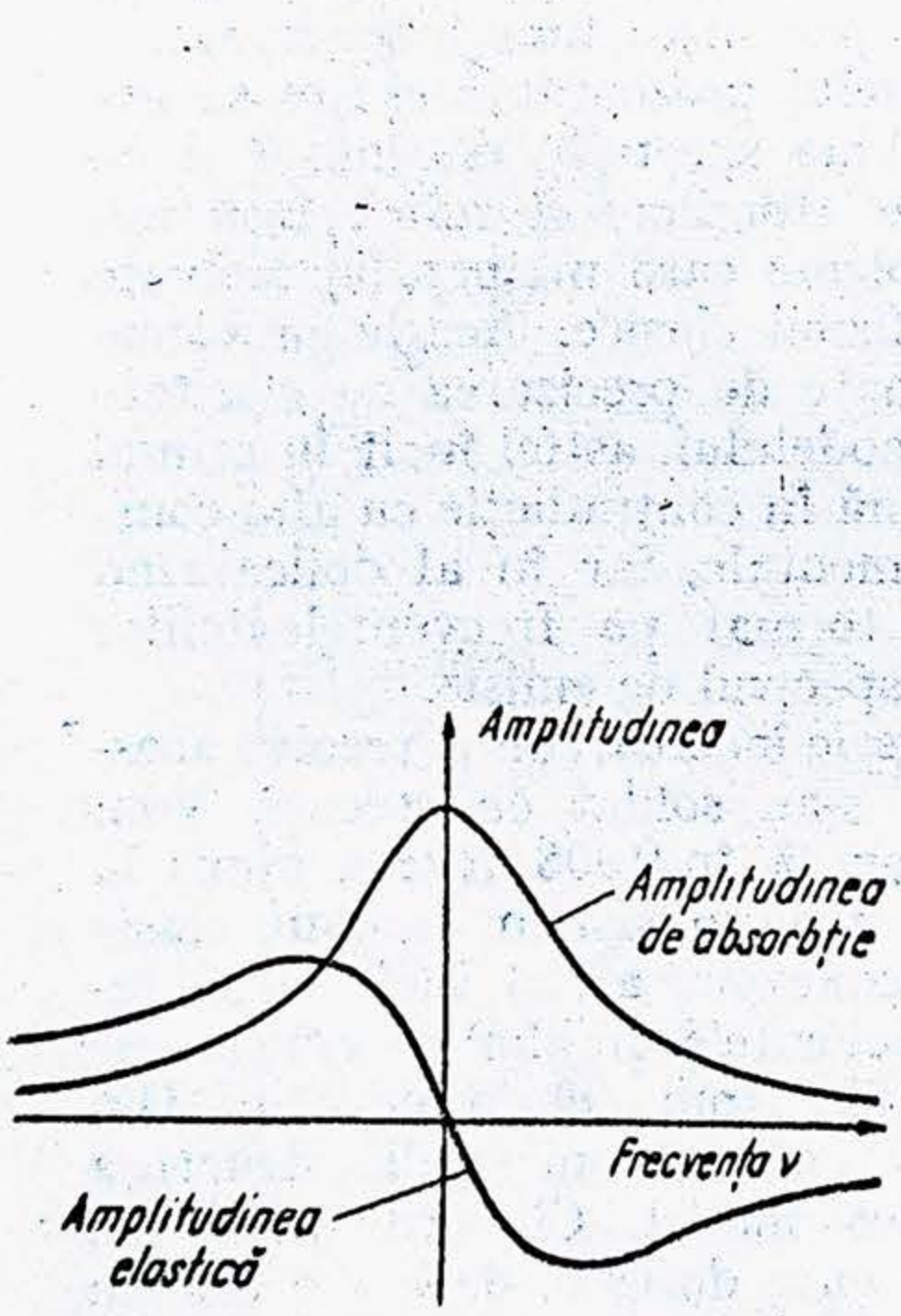


Fig. 2.42. Variația amplitudinii de absorbție și a amplitudinii elastice cu frecvența

Electronul, avînd o mișcare oscilatorie emite unde electromagnetice. Aceste unde pe care le vom denumi *reradiate* se suprapun cu cele incidente formînd unda *rezultantă* care se propagă prin mediul respectiv. Atît undele incidente, cît și cele reradiate se propagă fiecare în parte prin mediul considerat cu o viteză egală cu cea a luminii prin vid, deoarece ele în fond se propagă prin vidul dintre atomi. Cum este posibil ca prin

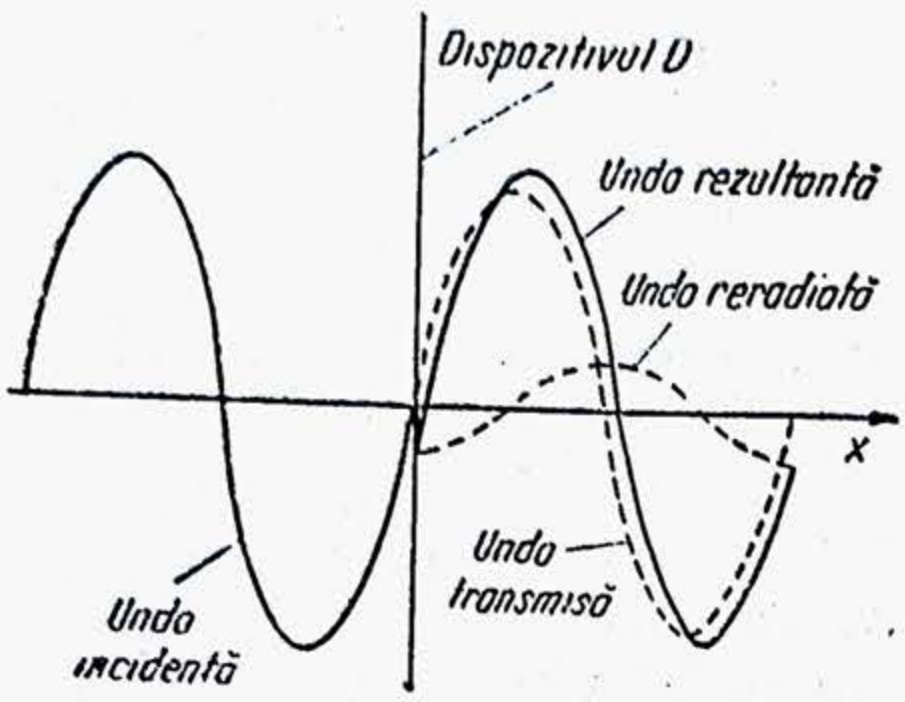


Fig. 2.43. Modificarea vitezei de fază în cazul în care dispozitivul *D* de extindere neglijabilă absoarbe o parte din unda incidentă şi o reradiază cu un defazaj de $\pi/2$ în urmă

Fig. 2.44. Modificarea vitezei de fază în cazul în care dispozitivul *D* de extindere neglijabilă absoarbe o parte din unda incidentă şi o reradiază cu un defazaj de $\pi/2$ înainte

însumarea unor componente cu aceeaşi viteză de propagare c, aceeaşi frecvenţă ν şi în consecinţă aceeaşi lungime de undă λ să se obţină o undă rezultantă a cărei lungime de undă să nu fie egală cu c/ν şi care să aibă în consecinţă o viteză de fază diferită de c? Răspunsul la această întrebare se obţine dacă se ia în considerare diferenţa de fază între unda incidentă şi cea reradiată.

Dacă undele reradiate sînt în fază sau în antifază cu cele incidente atunci unda rezultantă are intensitatea mai mare, respectiv mai mică, deoarece apare fenomenul de interferenţă constructivă, respectiv destructivă. Faza undei rezultante este în ambele cazuri identică cu cea a undei incidente, din care cauză în acest caz nu poate să apară o modificare a vitezei de fază.

Dacă între undele reradiate şi celc incidente există un defazaj egal cu $+\pi/2$, adică dacă ele sînt în cuadratură, atunci situaţia se modifică radical. Să presupunem deci că unda incidentă întîlneşte în calea sa un dispozitiv D care absoarbe o parte din energia transportată de aceasta şi o reemite în întregime sub forma unei unde reradiate decalată cu $\pi/2$ în urmă (fig. 2.43). În acest caz pentru a determina unda de la ieşirea dispozitivului trebuie să compunem cele două unde, cea transmisă puţin atenuată şi cea reradiată în cuadratură. Prin compunerea acestora se obţine o undă rezultantă de aceeaşi amplitudine cu cea incidentă care însă prezintă o „pierdere" de fază în dreptul dispozitivului respectiv.

Viteza de fază a fost definită ca viteza pe care trebuie să o aibă un observator astfel încît el să sesizeze în permanenţă aceeaşi fază a undei. În consecinţă un asemenea observator trebuie să se deplaseze cu viteze c pînă în dreptul dispozitivului D care reradiază unda absorbită cu un defazaj de $\pi/2$, aici trebuie să aştepte un interval de timp pînă cînd unda rezultată îşi recuperează pierderea de fază, după care începe să se deplaseze din nou cu viteza c. Viteza

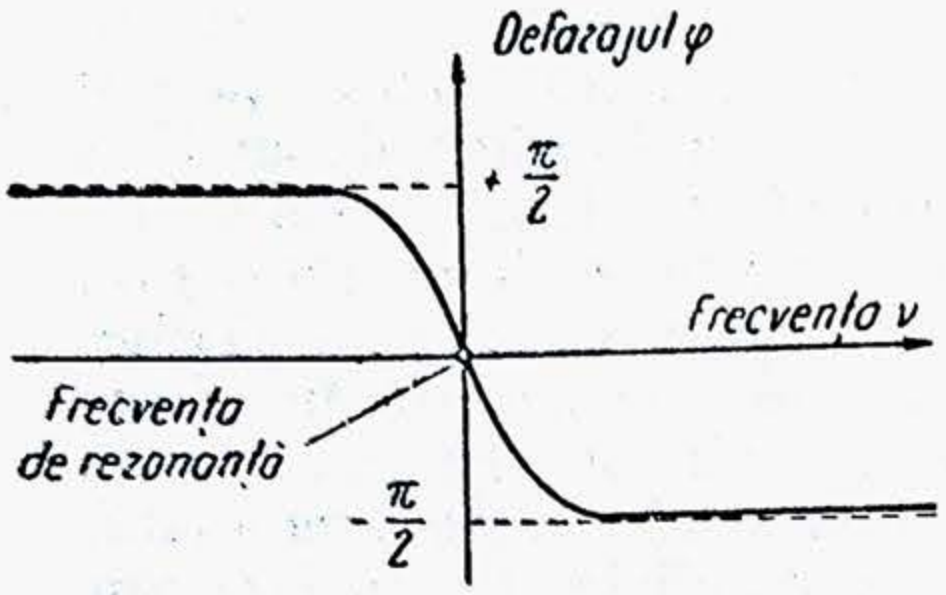


Fig. 2.45. Variația defazajului φ dintre unda uincidentă și mișcarea oscilatorie a electronului cu frecvența

de fază cu care se propagă unda în prezența acestui dispozitiv este mai mică decît cea corespunzătoare absenței acesteia, datorită pierderii de fază determinată de unda reradiată.

Evident, dacă atomii au această proprietate de a reradia unda absorbită cu un defazaj de $\pi/2$ atunci pierderea de fază are loc în mod continuu de-a lungul propagării undei incidente, ceea ce ar explica de ce într-un mediu material viteza de fază este mai mică decît cea din vid.

Repetînd același raționament se obține că dacă atomii reradiază undele absorbite cu un defazaj de $\pi/2$ înaintea celei incidente atunci viteza de fază prin mediul respectiv este mai mare decît c. (fig. 2.44).

Mai rămîne să arătăm cum este posibil să apară un defazaj de $\pi/2$ între unda incidentă și cea reradiată. Undele emise de către electroni sînt așa după cum s-a arătat în antifază cu mișcarea oscilatorie a acestuia. Mișcarea oscilatorie a electronului a fost descompusă în două componente: una în fază cu forța aplicată, adică cu unda incidentă și cealaltă în cuadratură.

Pentru frecvențe îndepărtate de cea de rezonanță, mișcarea oscilatorie este defazată înainte cu $\pi/2$ în cazul frecvențelor mai mici, respectiv cu $-\pi/2$ în cazul frecvențelor mai mari, față de unda incidentă (fig. 2.45). Înseamnă că undele reradiate sînt în cuadratură cu cele incidente. Pe măsură ce frecvența undei incidente se apropie de cea de rezonanță amplitudinea componentei oscilatorii a electronului în cuadratură cu unda incidentă se mărește și apoi se micșorează. Crește și apoi scade intensitatea undelor în cuadratură reradiate.

Deci se măresc și apoi se micșorează modificările de fază. Apare astfel explicabil de ce curba de variație a indicelui de refracție cu frecvența reproduce pe cea a amplitudinii elastice (fig. 2.46).

S-a arătat că puterea medie absorbită de un oscilator de la forța excitatoare este

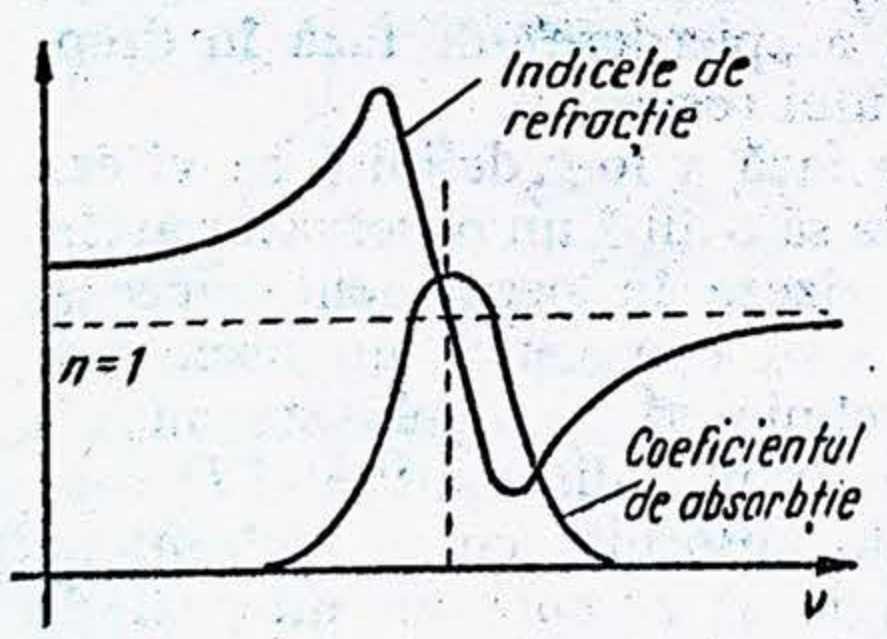


Fig. 2.46. Variația indicelui de refracție și a coeficientului de absorbție a unui mediu în funcție de frecvență

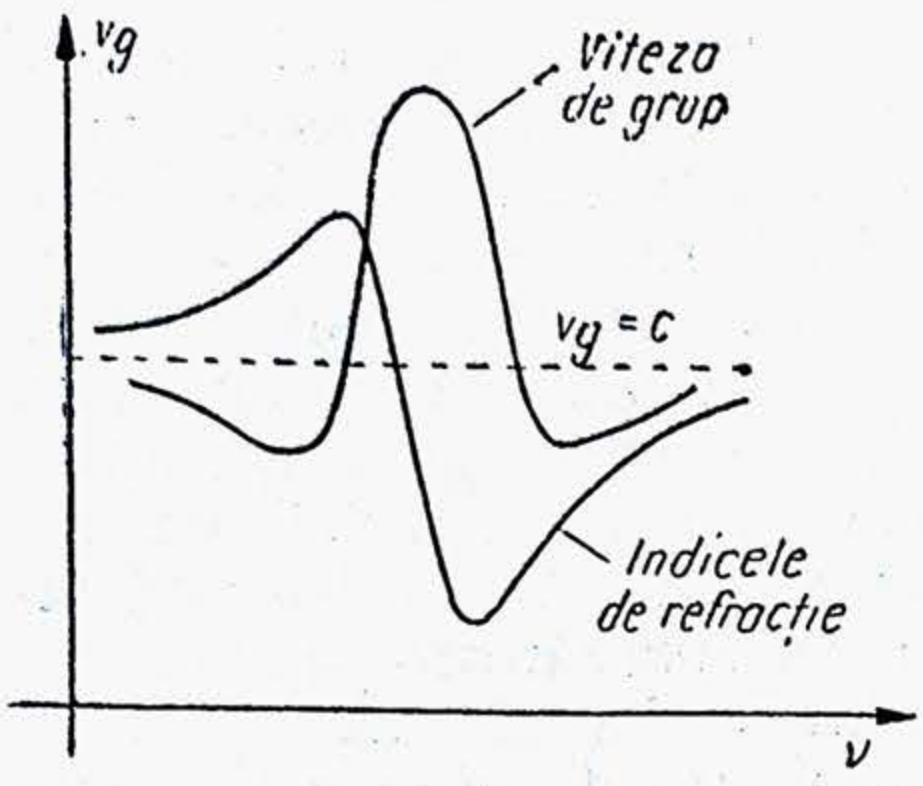


Fig. 2.47. Variația vitezei de grup cu frecvența corespunzătoare graficului din fig. 2.46

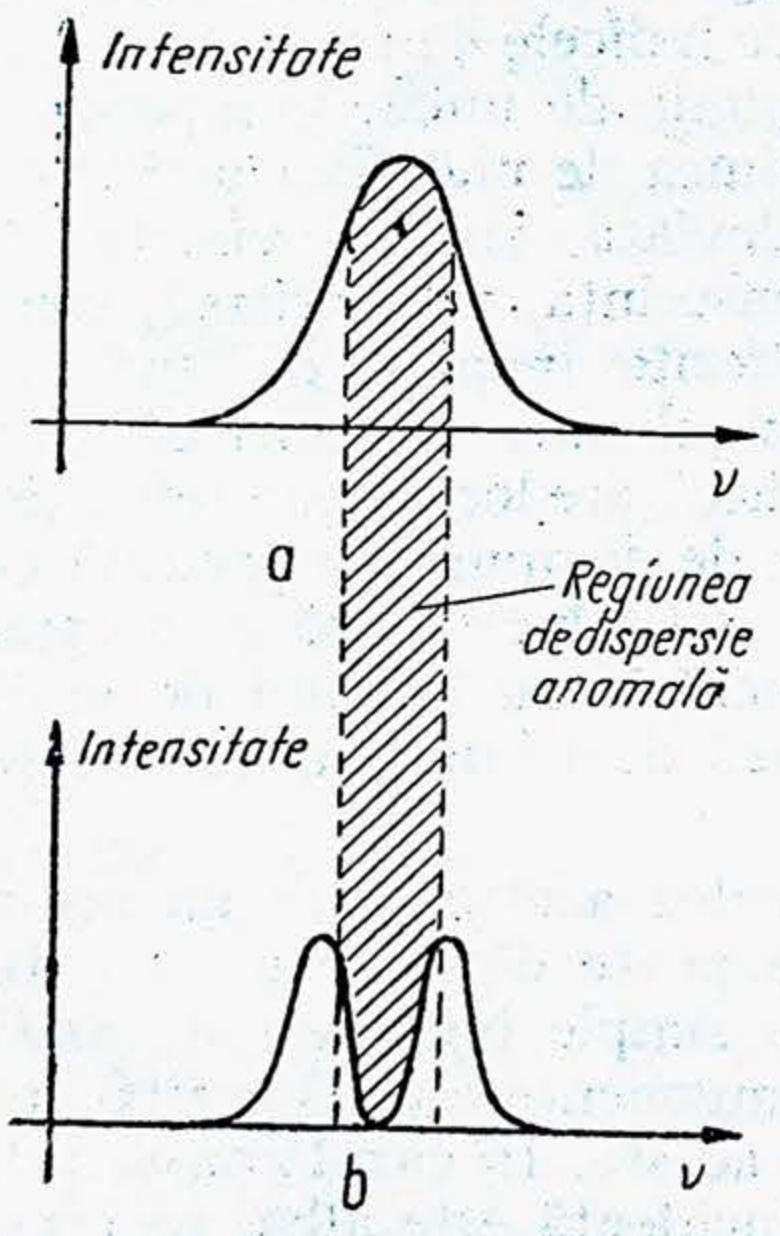


Fig. 2.48. Spectrul unui pachet de unde la intrarea într-un mediu dispersiv — *a* și după parcurgerea unei mici distanțe prin acestea — *b*

proporțională cu amplitudinea de absorbție. În consecință această componentă produce atenuarea undelor electromagnetice incidente Din această cauză curba de variație a amplitudinii de absorbție cu frecvența este similară cu cea a absorbției undelor electromagnetice incidente.

Din fig. 2.46 se observă că în regiunea din jurul frecvenței de rezonanță cuprinsă în interiorul curbei de absorbție, indicele de refracție scade cu creșterea frecvenței. În acest caz se afirmă că dispersia este *anomală*. În cazul contrar dispersia se numește normală. În jurul frecvenței de rezonanță, adică în *interiorul curbei de absorbție, dispersia este anomală*.

După cum se observă viteza de fază poate să fie mai mare decît cea a luminii în vid.

Aceasta nu vine în contradicție cu teoria relativității, deoarece viteza de fază nu reprezintă viteza cu care se deplasează materia sau energia și în consecință ea nu este supusă condiției de a fi mai mică decît *c*. De altfel din această cauză, viteza de fază nu poate fi determinată experimental în mod direct. Într-adevăr *în orice determinare a vitezei de propagare a luminii ceea ce se măsoară este viteza de grup, deaorece ea reprezintă viteza cu care unda transportă energie*.

Așa după cum s-a arătat viteza de grup se obține efectuînd derivata pulsației ω în funcție de k. Dacă se efectuează această operație atunci se obține curba de variație a vitezei de grup cu pulsația din fig. 2.47. Și în acest caz apare o regiune în care viteza de grup este mai mare decît *c*, situație care de data asta vine în contradicție flagrantă cu teorie relativității.

Această contradicție poate fi ușor rezolvată dacă se ia în considerare faptul că viteza de grup este mai mare decît *c* tocmai în interiorul benzii de absorbție. Astfel să considerăm un pachet de unde al cărui spectru are forma din fig. 2.48 *a*. După ce s-a

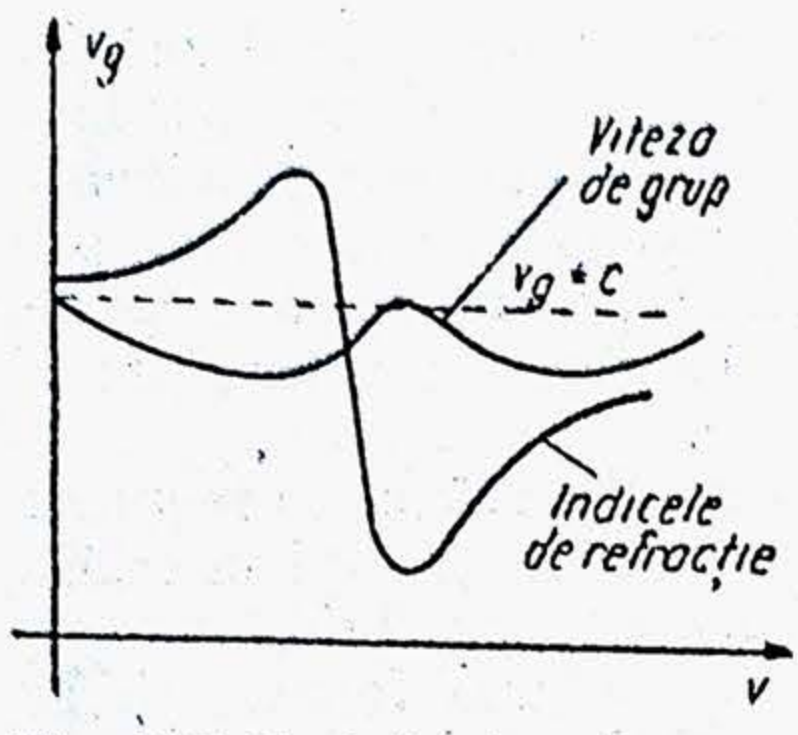


Fig. 2.49. Variația vitezei de grup cu frecvența în cazul în care se ia în considerare și absorbția

propagat pe o mică porțiune prin mediul considerat, spectrul se modifică deoarece dispar componentele situate în interiorul benzii de absorbție. Forma spectrului este reprezentată în fig. 2.48 *b*. Componentele care nu au fost absorbite și care după cum se observă din această figură constituie partea predominantă a spectrului prezintă o dispersie normală. Dacă se calculează viteza de grup corespunzătoare acestui caz atunci se obține curba din fig. 2.49. În această figură, viteza de grup este întotdeauna mai mică, cel mult egală cu *c*.

Dependența indicelui de refracție de lungimea de undă explică proprietatea unei prisme din sticlă de a descompune lumina incidentă în componentele sale. Astfel să considerăm un fascicul de lumină albă care cade pe una din suprafețele unei prisme. La intrarea în prismă are loc o primă refracție Variația indicelui de refracție a sticlei cu lungimea de undă este reprezentată în fig. 2.50. Deoarece indicele de refracție crește cu scăderea lungimii de undă, componența roșie avînd lungimea de undă cea mai mare este cel puțin deviată, iar cea violetă cel mai mult. În consecință, prin prismă, componentele cu diferite lungimi de undă se propagă de-a lungul unor drumuri diferite. La ieșirea din prismă are loc o nouă refracție. Aceasta menține descompunerea produsă de prima refracție, astfel încît după ce au traversat-o componentele cu lungimi de undă neegale se propagă de-a lungul unor direcții diferite.

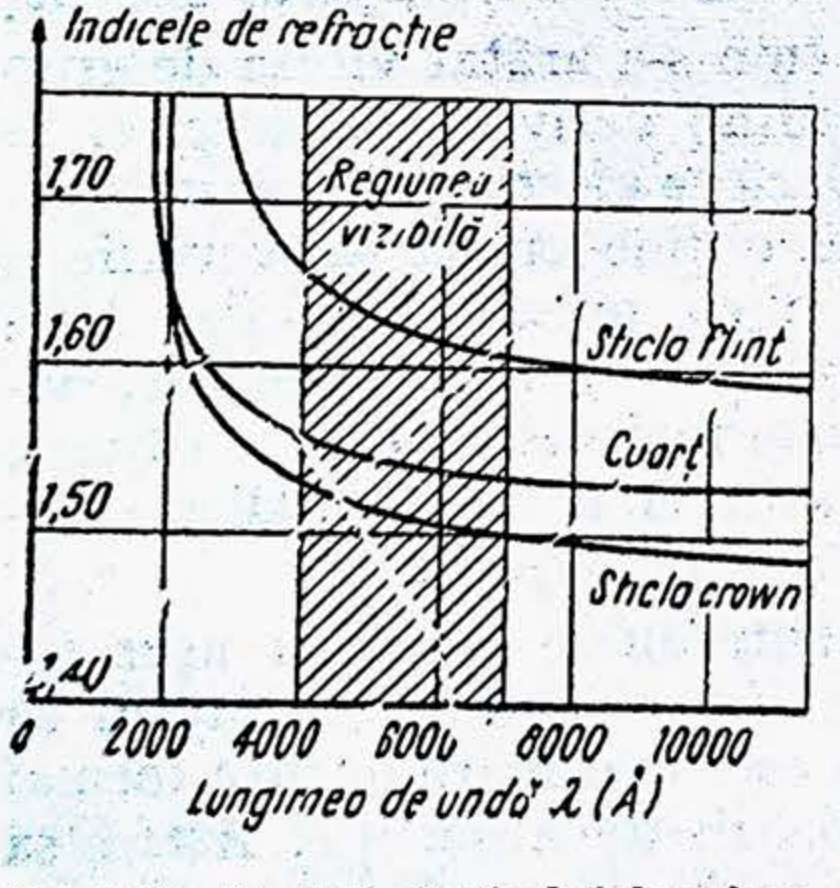


Fig. 2.50. Variația indicelui de refracție al sticlei cu frecvența

Punînd în calea acestor raze un ecran de observație se poate determina prin calcule matematice simple lungimea de undă a diferitelor componente după poziția pe care o ocupă pe acesta. În cazul considerat, în care lumina incidentă este albă, pe ecranul de observație se obține binecunoscutul spectru format din succesiunea celor 6 culori : roșu, portocaliu, galben, verde, albastru, violet, radiațiile roșii fiind deviate cel

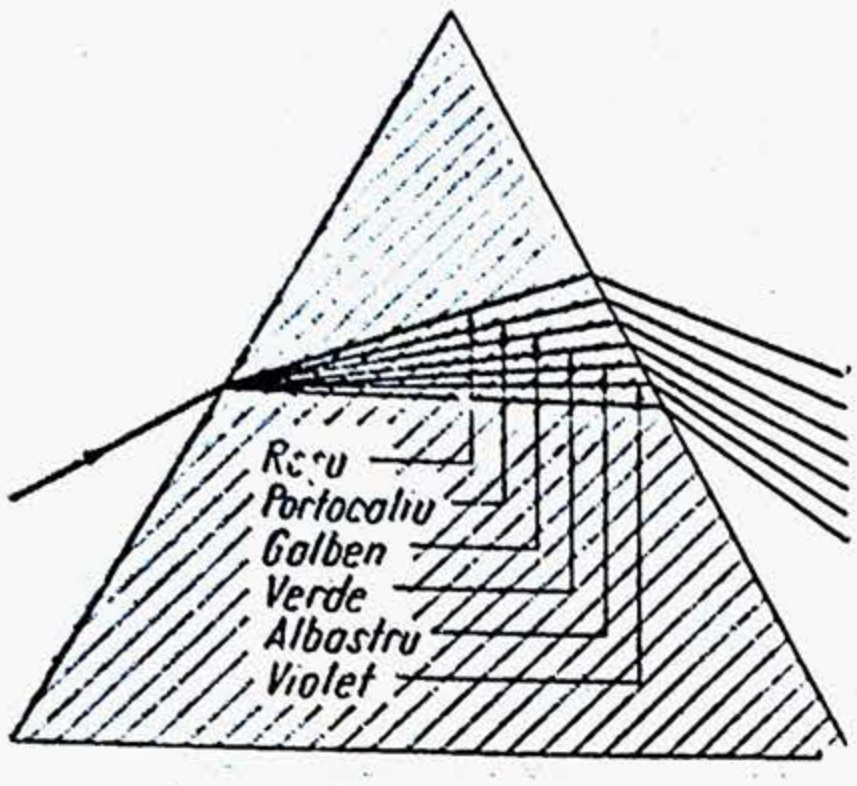


Fig. 2.51. Descompunerea luminii albe de către o prismă

mai puțin, iar cele violet cel mai multe (fig. 2.51).

Această proprietate a prismelor este utilizată pe larg în construcția *spectroscoapelor* cu ajutorul cărora se determină compoziția spectrală a unei radiații.

Schema unui *spectroscop cu prismă* este reprezentată în fig. 2.52. Aparatul este compus dintr-un colimator cu ajutorul căruia se obține un fascicul incident foarte fin, o prismă a cărei rol a fost prezentat și un telescop care servește pentru studiul componentelor deviate de-a lungul diverselor direcții, totul fiind montat pe un sistem mecanic care permite rotirea reciprocă a părților componente, astfel încît observațiile să se efectueze cu maximum de sensibilitate. Această metodă ne permite numai să determinăm care sînt lungimile de undă ale radiațiilor componente. Dacă însă utilizăm și un dispozitiv de măsurare a intensității razelor deviate de-a lungul diferitelor direcții atunci putem să determinăm intensitatea relativă a componentelor cu diverse lungimi de undă ceea ce ne permite să trasăm chiar spectrul radiației pe care dorim să o analizăm. În acest caz aparatul se numește *spectrograf*.

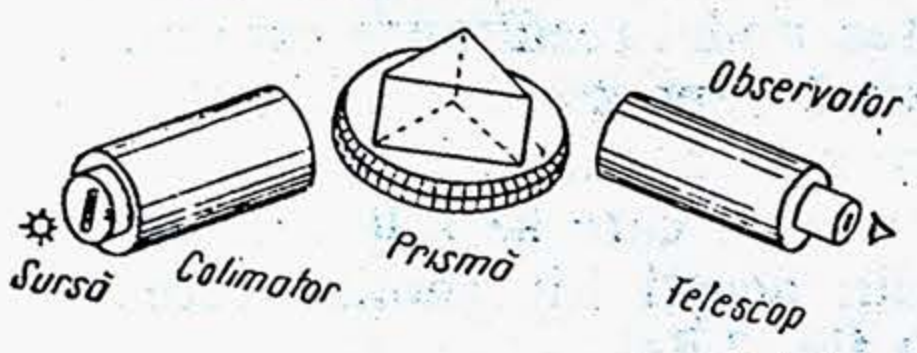


Fig. 2.52. Schema unui spectroscop cu prismă

2.1.7. INTERFERENȚA UNDELOR ELECTROMAGNETICE

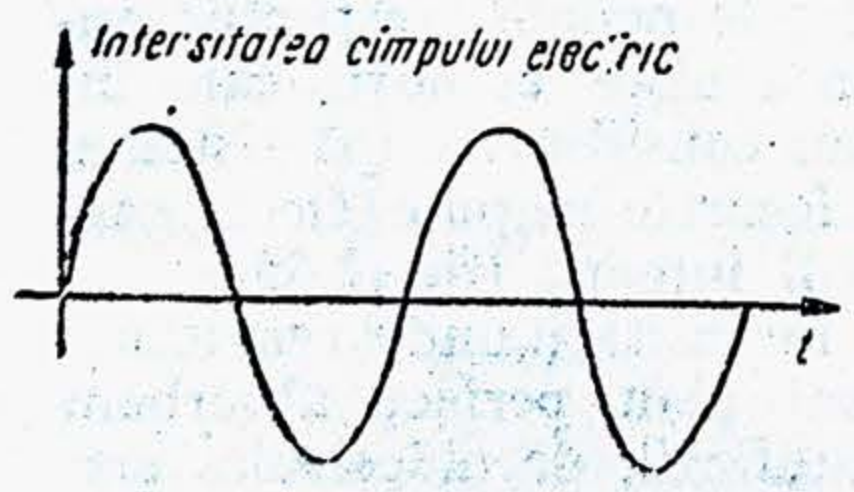


Fig. 2.53. Unda emisă de către una din sursele considerate la studiul fenomenelor de interferență

Cel mai simplu caz în care se manifestă fenomenul de interferență apare în situția în care două surse identice localizate în puncte diferite emit unde electromagnetice într-o aceeași regiune a spațiului presupusă infinit extinsă pentru a exclude posibilitatea apariției reflexiilor. Este important de subliniat de la început, că în cele ce urmează vom considera întotdeauna că sursele emit unde electromagnetice sinusoidale ca cea din fig. 2.53, caracterizate printr-o frecvență unică, amplitudinea constantă și faza

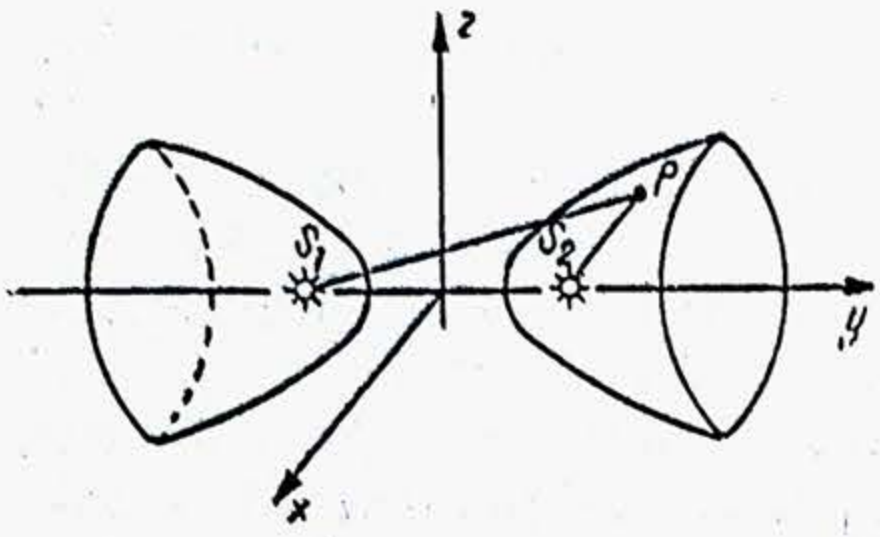


Fig. 2.54. Locul geometric al punctelor pentru care diferența distanțelor la cele două surse este constantă

bine definită la un moment dat. Această condiție nu este întotdeauna îndeplinită de sursele de radiații electromagnetice. Într-adevăr după com vom vedea în paragraful următor izvoarele obișnuite de lumină nu generează unde ca cea din fig. 2.53.

Așa după cum s-a arătat la studiul undelor mecanice, în punctele astfel situate încît diferența distanțelor la cele două surse este un număr par, respectiv impar de semilungimi de undă, intensitatea undei rezultante este maximă, respectiv minimă — practic nulă, deoarece interferența este constructivă, respectiv distructivă. După cum se știe, locul geometric al punctelor pentru care diferența distanțelor la două puncte denumite focare este constantă reprezintă suprafețele unui hiperboloid de rotație a cărui axă este determinată de dreapta care trece prin cele două focare. În consecință suprafețele nodale respectiv antinodale în care intensitătea undei rezultante este nulă, respectiv maximă reprezintă familia de hiperbolizi de rotație a căror focare sînt situate în punctele în care se află cele două surse. Unul din acești hiperbolizi este reprezentat în fig. 2.54.

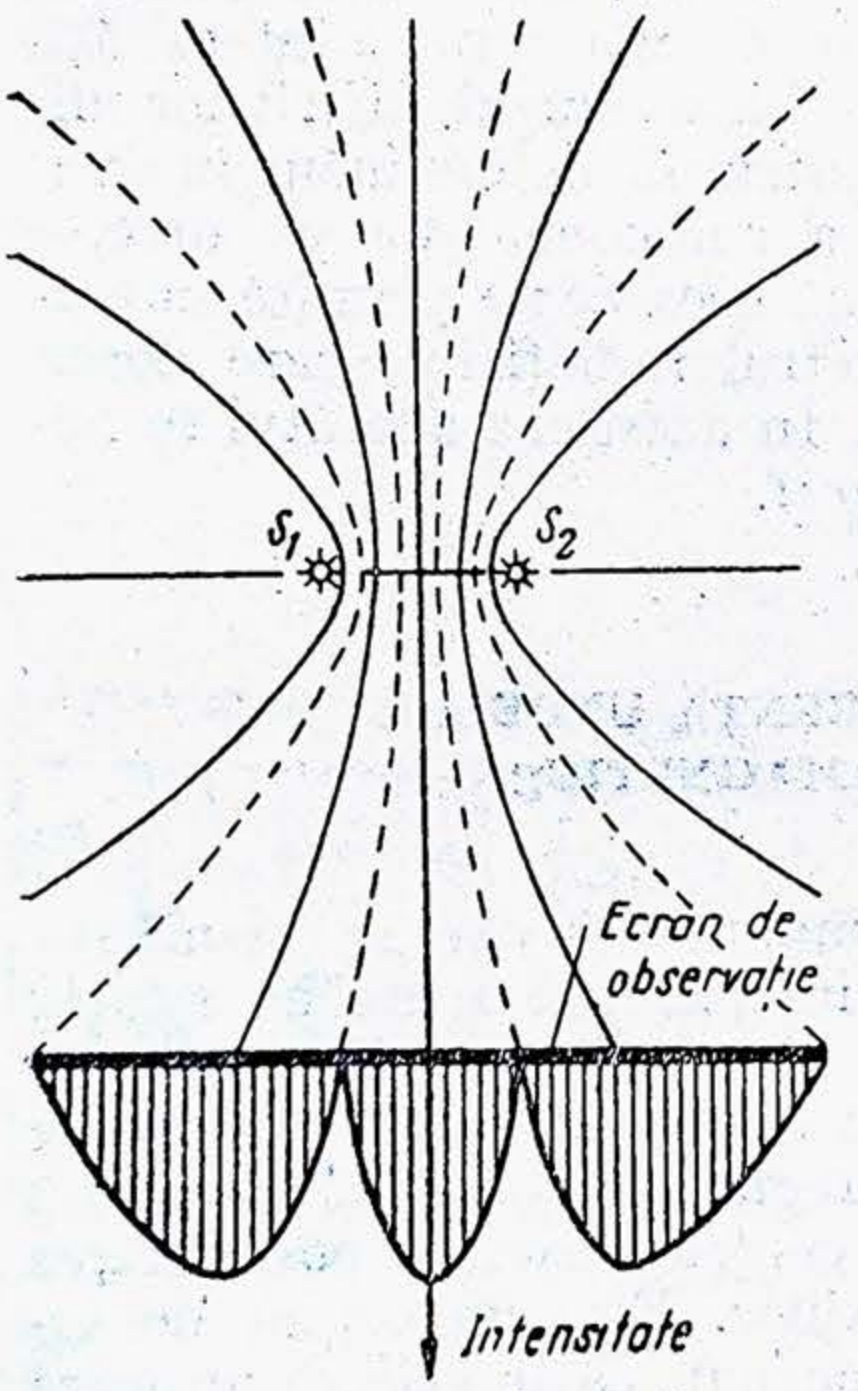


Fig. 2.55. Liniile nodale și antinodale formate prin interferența undelor cilindrice emise de cele două surse și distribuția intensității undei rezultante pe ecranul de observație

Esența fenomenelor apare mai clar dacă considerăm că cele două surse S_1 și S_2 sînt formate fiecare dintr-o succesiune de izvoare situate de-a lungul a două drepte paralele infinit extinse. În consecință aceste surse emit unde cilindrice. Este deci suficient să studiem ce se întîmplă într-un plan perpendicular pe direcția surselor. În acest caz suprafețele nodale, respectiv antinodale reprezintă niște cilindrii care intersectează planul considerat după sistemul de hiperbole cu focarele în punctele în care cele două surse îl înțeapă (fig. 2.55).

Distribuția intensității undei rezultante de-a lungul unui plan perfect absorbant ca să nu apară reflexii, de obicei ales perpendicular pe axa simetrie, formează așa-numita *figură de interferență*. Distribuția intensității undei rezultante în punctele

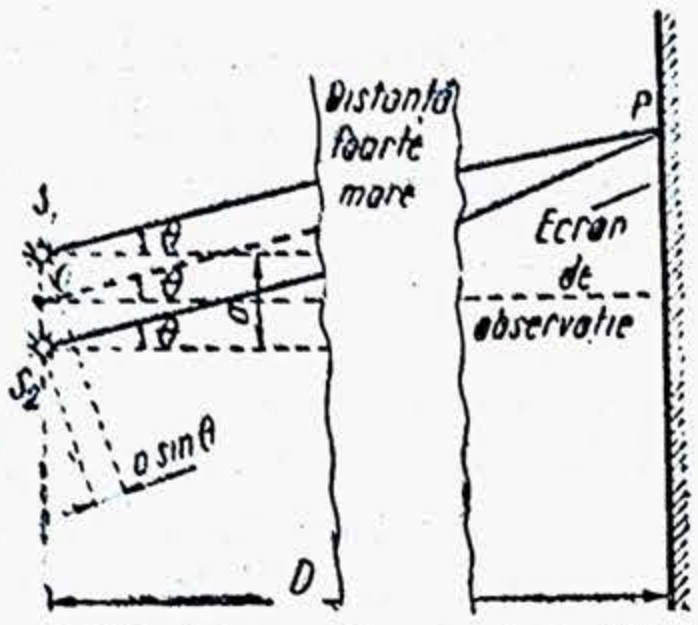


Fig. 2.56. Drumul razelor în cazul fenomenelor de interferență cu două surse de lumină

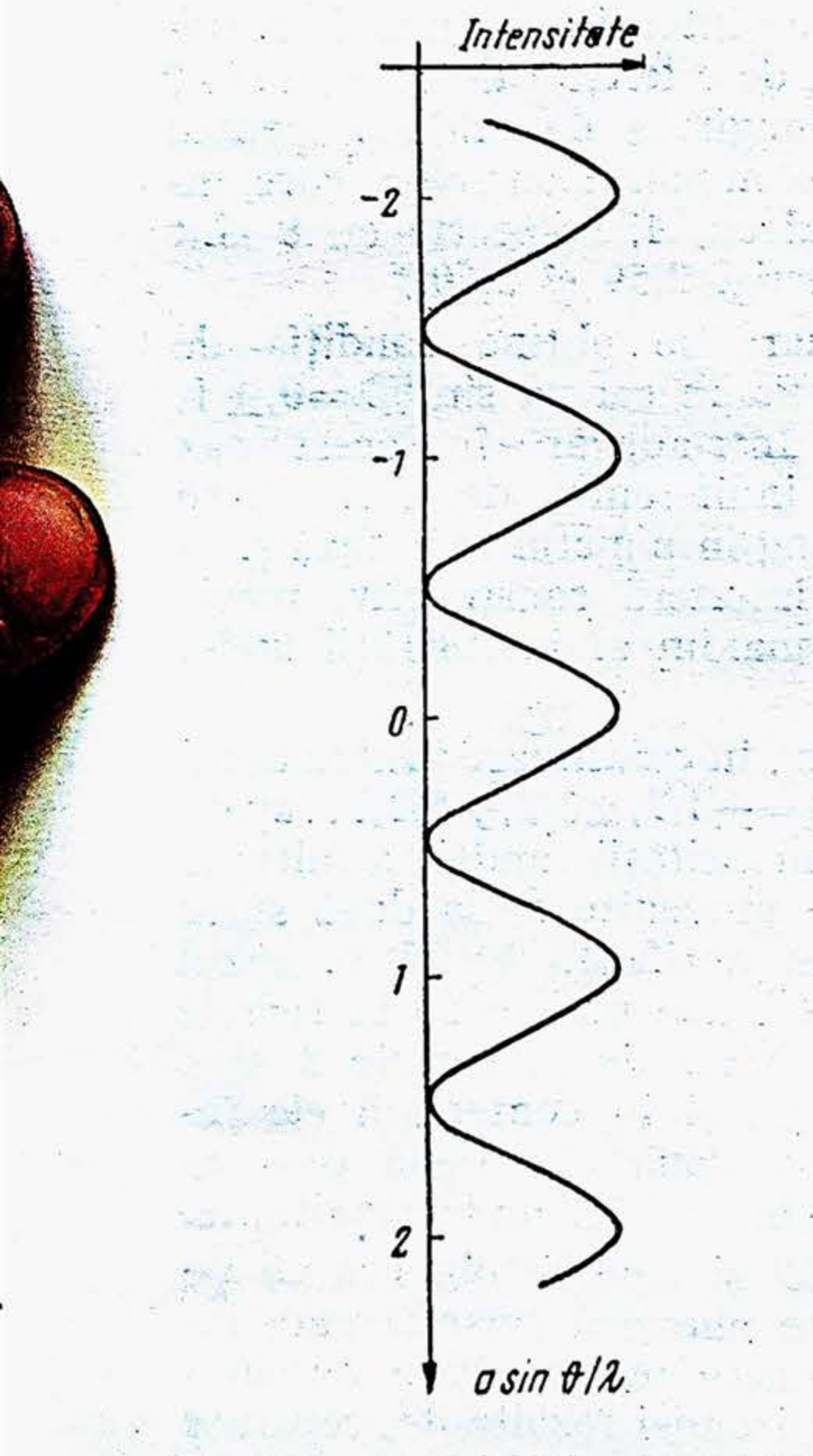


Fig. 2.57. Variația intensității undei rezultante în funcție de parametrul $a \sin \theta/\lambda$ în cazul în care numărul surselor care interferă este egal cu 2

în care ecranul de observație intersectează planul considerat este deasemenea reprezentantă în fig. 2.55. Cum era și firesc în dreptul unei linii antinodale apare un maxim, iar în dreapta unei curbe nodale o anulare a intensității undei rezultante.

Dacă sursele emit radiații vizibile atunci pe ecran se observă o serie de benzi luminoase alternante cu altele întunecate. Aceste benzi se numesc *franje de interferență*.

Pentru electronica cuantică prezintă un interes deosebit cazul în care ecranul se află la o distanță D relativ mare de cele două surse C (fig. 2.56) În acest caz razele S_1P și S_2P care pleacă din cele două surse S_1 și S_2 în punctul P de pe ecranul de observație sînt practic paralele. În consecință diferența dintre drumurile străbătute de cele două raze este egală cu $a \sin \theta$ unde a este distanța dintre cele două surse iar θ unghiul pe care îl face dreapta PO cu axa orizontală. Dacă această diferență este egală cu un număr par de semilungimi de undă, adică dacă $a \sin \theta = 0, \pm\lambda, \pm 2\lambda, \pm 3\lambda, \ldots$, adică dacă $a \sin \theta/\lambda = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \ldots$, atunci intensitatea undei rezultante este maximă.

Deoarece la distanțe mari de focare, o hiperbolă se apropie foarte mult de asimtotele sale rezultă că unghiurile θ date de relația de mai sus maerchează direcțiile de-a lungul cărora unda emisă de ansamblul celor două surse are intensitatea maximă.

Raționînd în același mod se obține că de-a lungul direcțiilor pentru care unghiul θ satisface relația $a \sin \theta/\lambda = \pm 1/2, \pm 3/2, \pm 5/2, \ldots$, intensitatea undei radiate de ansamblul celor două surse este nulă.

Variația intensității undei rezultante în funcție de mărimea $a \sin \theta/\lambda$ este reprezentată în fig. 2.57. Se observă că în dreptul valorilor întregi pozitive sau negative inclusiv zero ale acestui parametru, intensitatea undei rezultate este maximă, iar în dreptul valorilor semiîntregi pozitive sau negative nulă.

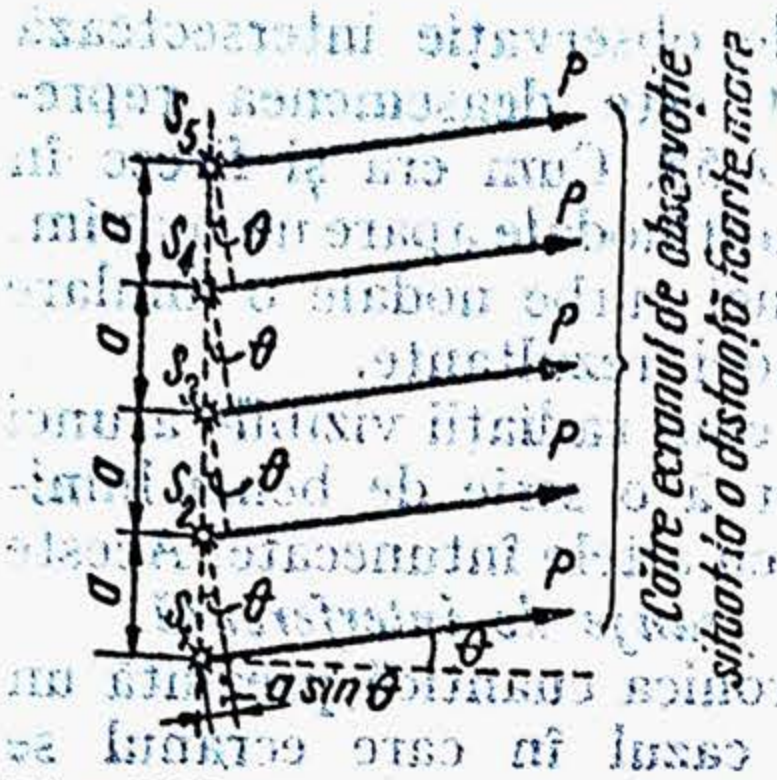


Fig. 2.58. Drumul razelor în cazul experiențelor de interferență cu mai multe surse

În continuare vom studia cazul în care interferă undele generate de mai multe surse identice. Pentru ca esența fenomenelor să apară mai clar vom considera că toate sursele sînt situate de-a lungul unei aceleiași drepte la intervale egale între ele (fig. 2.58) Vom determina de asemenea unda rezultantă într-un punct P situat la o distanță relativ mare, astfel încît dreptele S_1P, S_2P... duse din sursele S_1, S_2... prin acest punct să poată fi considerate cu suficientă precizie ca fiind paralele. În consecință diferența între drumurile parcurse de undele generate de două surse vecine este egală cu $a \sin \theta$. Distribuțiile intensității undei rezultante în funcție de diferența de drum $a \sin \theta$ raportată la lungimea de undă λ pentru cazurile în care numărul surselor care interferă este egal cu, 4, respectiv cu 8 sînt reprezentate în fig. 2.59 și 2.60.

Fig. 2.59. Variația intensității undei rezultante în funcție de parametrul $a \sin \theta/\lambda$ în cazul în carenumărul surselor care interferă este egal cu 4

În continuare se obține condiția de maxim în situația în care $a \sin \theta/\lambda = 0, \pm 1, \pm 1, \pm 2, \ldots$ Într-adevăr în acest caz toate undele indiferente de sursa care le-a generat ajung în punctul P în fază și în consecință ele interferă constructiv, rezultînd astfel un maxim al intensității undei rezultante.

De asemenea, în continuare pentru cazul în care $a \sin \theta/\lambda = \pm 1/2, \pm 3/2, \pm 5/2, \ldots$ apare o anulare a intensității undei rezultante deoarece undele provenite de la două surse vecine sosesc în antifază. Astfel în cazul în care există 4 surse undele de la sursele 1 și 2 respectiv cele de la sursele 3 și 4 sosesc în antifază și în consecință ele interferă distructiv două cîte două ceea ce explică anularea intensității undei rezultante.

Din fig. 2.59 și 2.60 se observă că pe măsură ce crește numărul surselor care interferă apar puncte intermediare de anulare a intensității undei rezultante, separate prin maxime mult mai puțin pronunțate. Astfel să considerăm cazul în care există A surse. În acest caz se constată că mai

apar două anulări ale intensității undei rezultante în punctele $a \sin \theta/\lambda = \pm 1/4$. ... și $\pm 3/4$, apoi în punctele $\pm 5/4$ și $\pm 7/4$ ... și așa mai

În cazul în care $a \sin \theta/\lambda$ este egal de exemplu cu $\pm 1/4$ diferența drumurilor parcurse de undele de emise de două surse vecine este egală cu $\lambda/4$. Diferența drumurilor parcurse de undele provenite de la sursele 1 și 3, respectiv 2 și 4 fiind de două ori mai mare adică devenind egale cu $\lambda/2$ rezultă că aceste unde sosesc în antifază în punctul P. În consecință în punctul P interferă distructiv undele provenite de la sursele 1 și 3, respectiv 2 și 4, ceea ce explică anularea intensității undei rezultante. Fenomenele analoge se întîmplă și în celelalte puncte.

Fig. 2.60. Variația intensității undei rezultante în funcție de parametrul $a \sin \theta/\lambda$ în cazul în care numărul surselor care interferă este egal cu 8

Între noile puncte de anulare a intensității undei rezultante și cele de la distribuția precedentă apar puncte suplimentare de maxim care însă sînt din ce în ce mai puțin pronunțate pe măsură ce crește numărul surselor ce interferă. La limită, cînd numărul surselor care interferă este foarte mare maximele intermediare devin atît de mici încît unda rezultantă are intensitatea diferită de zero numai de-a lungul unghiurilor θ care satisfac relația $a \sin \theta/\lambda = 0, \pm 2, \pm 3, \ldots$

Din această analiză reiese că *radiația emisă de un sistem format din mai multe surse fiind apreciabilă numai de-a lungul unor anumite direcții, prezintă puternice proprietăți directive*. Acest rezultat este utilizat pe o scară largă în tehnica comunicațiilor și în radiostronomie. În aceste cazuri se utilizează mai multe antene care emit sau recepționează unde numai de-a lungul unor anumite direcții.

Astfel să considerăm un sistem format din 4 surse așezate de-a lungul unei linii drepte, distanța dintre ele fiind egală cu o semilungime de undă. Relația care dă maximele principale al undei emise $a \sin \theta/\lambda = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$ poate fi satisfăcută în

acest caz ($a=\lambda/2$) numai pentru valoarea zero. În consecință, maximele principale apar pentru $\theta=0$ și $\theta=\pi$. Din relația care dă condiția de anulare a intensității undei rezultante $a \sin \theta/\lambda = \pm 1/2, \pm 3/2, \pm 5/2 \ldots$ relația care poate fi satisfăcută numai pentru primele două valori ale șirului se obțin valorile corespunzătoare ale lui θ și anume $\theta = \pm \pi/3$ și $\pm \pi/2$. În sfîrșit între valorile lui θ egale cu $\pi/3$ și $\pi/2$ mai apare un maxim secundar, a cărui valoare este mai mică decît cea a maximului principal.

Rezultatele acestei analize sînt reprezentate în diagrama polară din fig. 2.61 care se construiește în același mod cu cea a dipolului electric. În concluzie, un asemenea sistem de antene emite și respectiv recepționează unde practic numai de-a lungul unei direcții perpendiculare pe dreapta pe care sînt situate.

Pentru a acentua și mai mult proprietățile de directivitate ale unui asemenea sistem în radioastronomie, de exemplu să utilizeze telescoape formate din mai multe antene parabolice. După cum vom vedea la studiul difracției, o antenă parabolică emite un fascicul de unde electromagnetice cu deschiderea unghiulară fioarte mică. Această proprietate a antenelor parabolice care înlocuiesc sursele considerate ce emit radiații în mod uniform de-a lungul tuturor direcțiilor explică proprietățile puternice directive ale unui asemenea sistem în radioastronomie. Asemenea sisteme interferometrice sînt utilizate pentru recepționarea semnalelor radio din spațiul cosmic numai de-a lungul unei singure direcții.

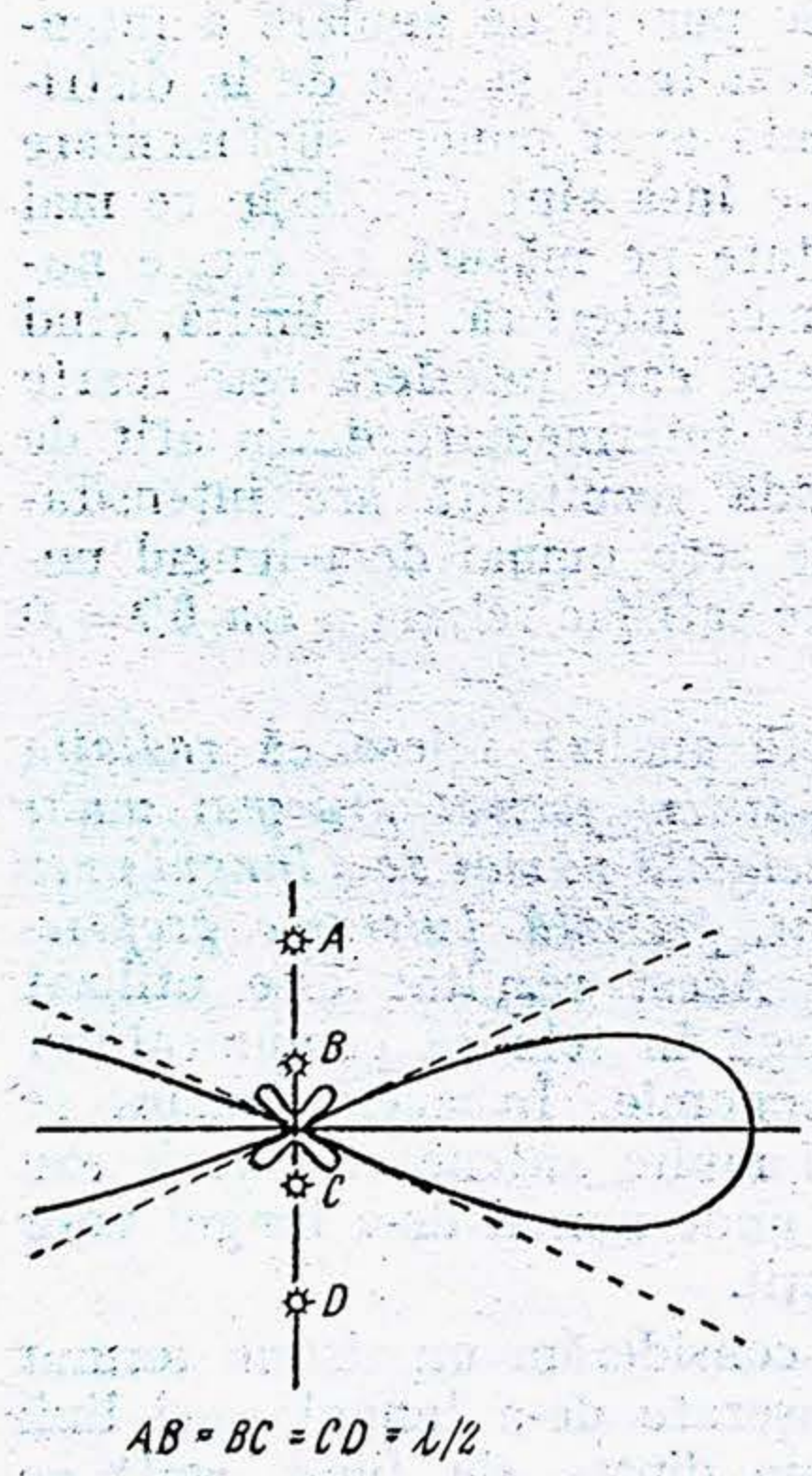


Fig. 2.61. Distribuția unghiulară a intensității undei rezultante emise de patru surse *A*, *B*, *C*, *D*, situate a distanțe egale cu $\lambda/2$ între ele

2.1.8. COERENȚA UNDELOR ELECTROMAGNETICE

Coerența descrie precizia cu care o undă poate fi reprezentată printr-o sinusoidă. Așa după cum s-a subliniat în intoducerea paragrafului precedent, s-a considerat că sursele

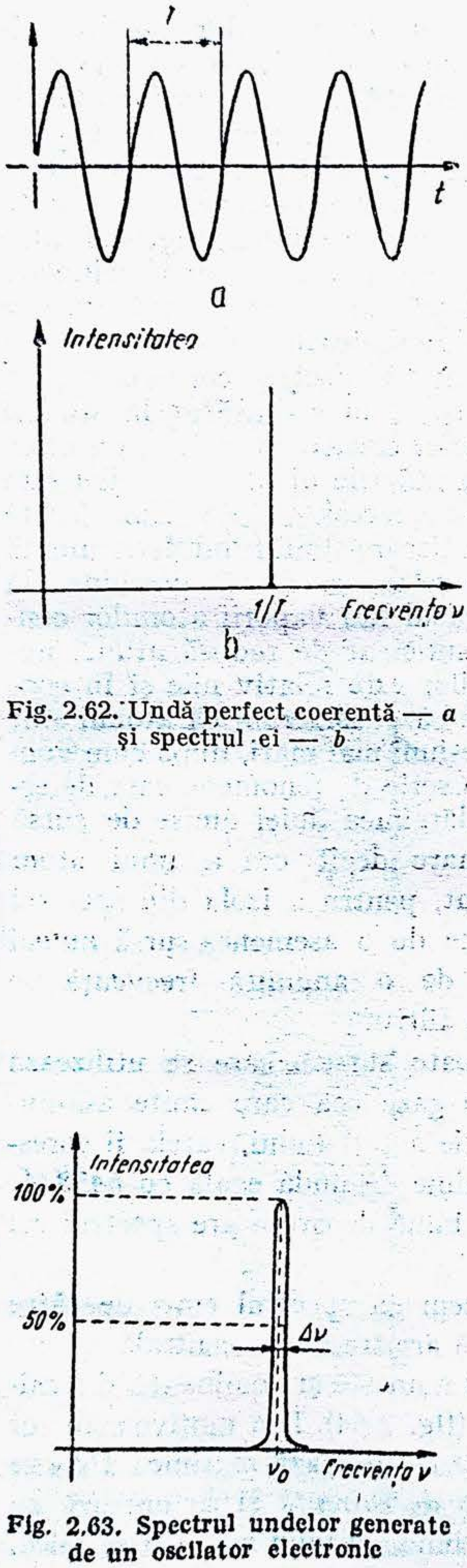


Fig. 2.62. Undă perfect coerentă — *a* și spectrul ei — *b*

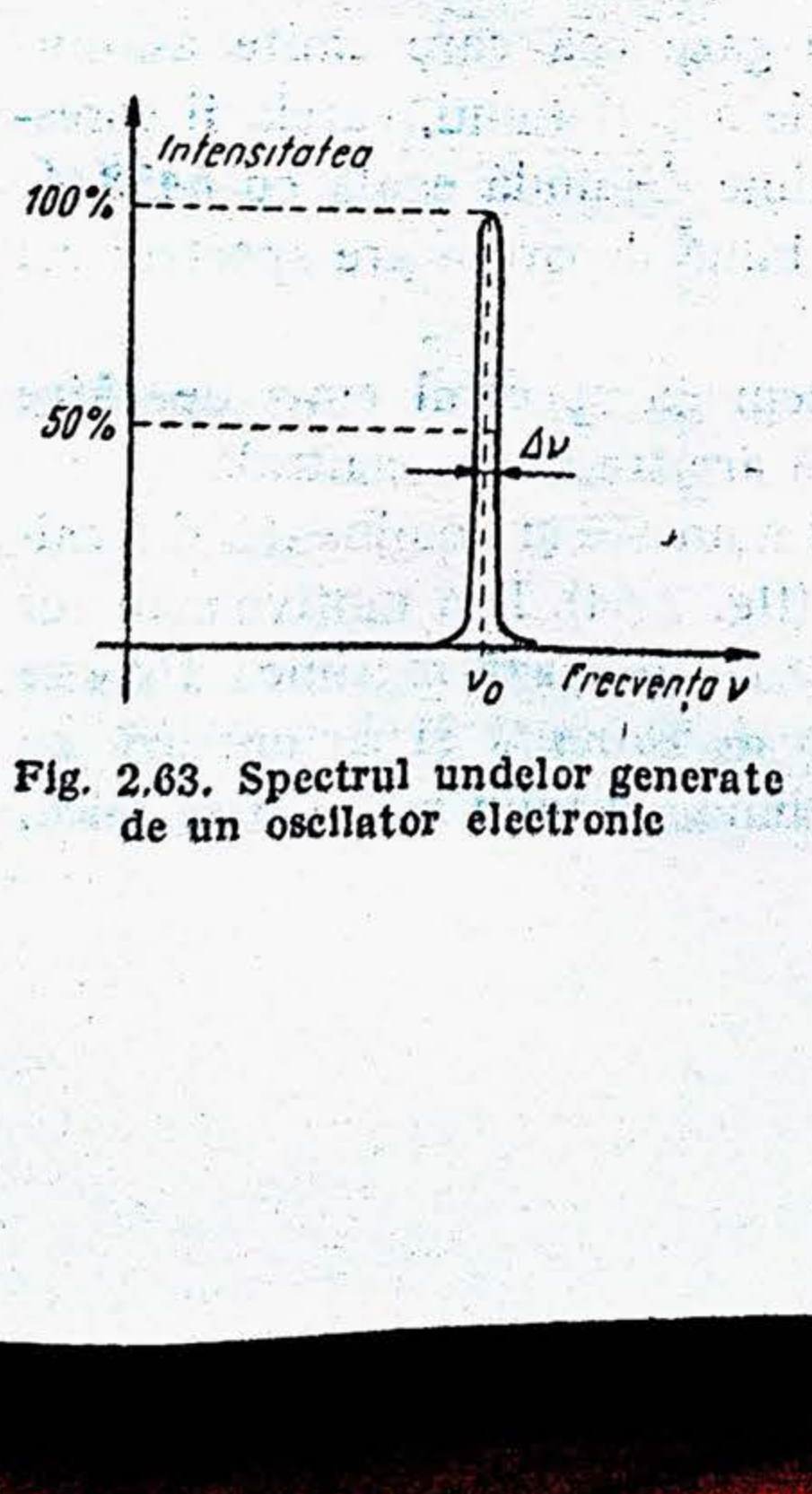


Fig. 2.63. Spectrul undelor generate de un oscilator electronic

generează unde sinosoidale ca cea din fig. 2.62, caracterizate printr-o frecvență unică, amplitudine constantă și fază bine definită. O asemenea undă se numește *perfect coerentă*. Spectrul unei unde perfect coerente este format dintr-o linie infinit subțire, trasată în dreptul frecvenței respective și a cărei lungime este proporțională cu pătratul amplitudinii, adică cu intensitatea.

Evident, unda perfect coerentă reprezintă o idealizare, undele generate de sursele reale abătîndu-se mai mult sau mai puțin de la aceasta. În cele ce urmează vom studia din acest punct de vedere undele emise de către sursele reale care funcționează în diferitele regiuni ale spectrului.

În regiunea frecvențelor radio și microundelor undele sînt generate de generatoare electronice, construite special în acest scop. Acestea generează unde care se apropie cel mai mult de cele perfect coerente. Datorită unor cauze, foarte diverse ca natură, generatoarele electronice nu pot să dea naștere la oscilații care să aibă în mod riguros aceeași frecvență în tot timpul funcționării. Evident pentru buna funcționare a generatoarelor electronice se iau măsuri speciale de stabilizare a frecvenței. Aceste măsuri nu pot elimina complet instabilitatea frecvenței, ci numai o micșorează.

Un generator electronic real generează deci o undă a cărei frecvență variază mai mult sau mai puțin de la un moment la altul. Spectrul unei asemenea unde este reprezentat în fig. 2.63. Datorită instabilității frecvenței spectrul numai este o linie dreaptă infinit subțire ci o curbă cu un maxim pronunțat în dreptul frecvenței respective. Dacă se iau măsuri speciale de stabilizare a frecvenței, semilărgimea spectrului are în general valori relativ foarte mici. Astfel oscilatoarele electronice stabilizate cu ajutorul cristalelor de cuarț au valori ale raportului $\Delta\nu/\nu_0$ de ordinul $10^{-7} — 10^{-8}$.

În domeniul frecvențelor optice situația se modică radical. Într-adervă să efectuăm o experiență de interferență de exemplu cu două surse. Pentru ca experiența să decurgă în condiții cît mai bune este necesar să utilizăm surse care să emită radiații cu un spectru cît mai îngust. Dintre toate tipurile de surse de lumină, cele care utilizează o descărcare electrică într-un gaz la joasă presiune alcătuit dintr-o singură specie de atomi au spectrul cel mai îngust. Într-adevăr, așa cum s-a arătat la studiul dispersiei undelor electromagnetice, un atom izolat emite o radiație al cărui spectru este format dintr-o succesiune de linii foarte fine, grosimea fiecărei linii fiind determinată de timpul de relaxare. Dacă presiunea la care se află gazul sau vaporii atomilor consideraţi este suficient de redusă atunci numărul ciocnirilor este relativ mic și în consecință putem să considerăm că atomii sînt izolați. La presiuni mai mari, după cum vom vedea, apar o serie de fenomene care determină ca semilărgimea liniei emise de sursă să fie mai mare decît cea a unui atom izolat. Evident, pentru a izola din spectrul radiației emise de o asemenea sursă numai componenta de o anumită frecvență se utilizează un filtru.

Dintre toate sursele care se utilizează descărcări de gaze cea care emite așa-numita linie roșie a cadmiului, căreia îi corespunde o lungime de undă egală cu 6438 *Å*, este cea mai bună deoarece are spectrul cel mai îngust.

Presupunem că spectrul emis de către sursa utilizată are frecvența centrală ν_0 care uneori se mai numește și dominantă și semilărgimea $\Delta\nu$ (flg. 2.64). Din motive care vor apare din cele ce urmează mărimea $1/\Delta\nu$ se numește *timp de coerență* și se notează cu τ_c. Dacă presiunea gazului este foarte mică,

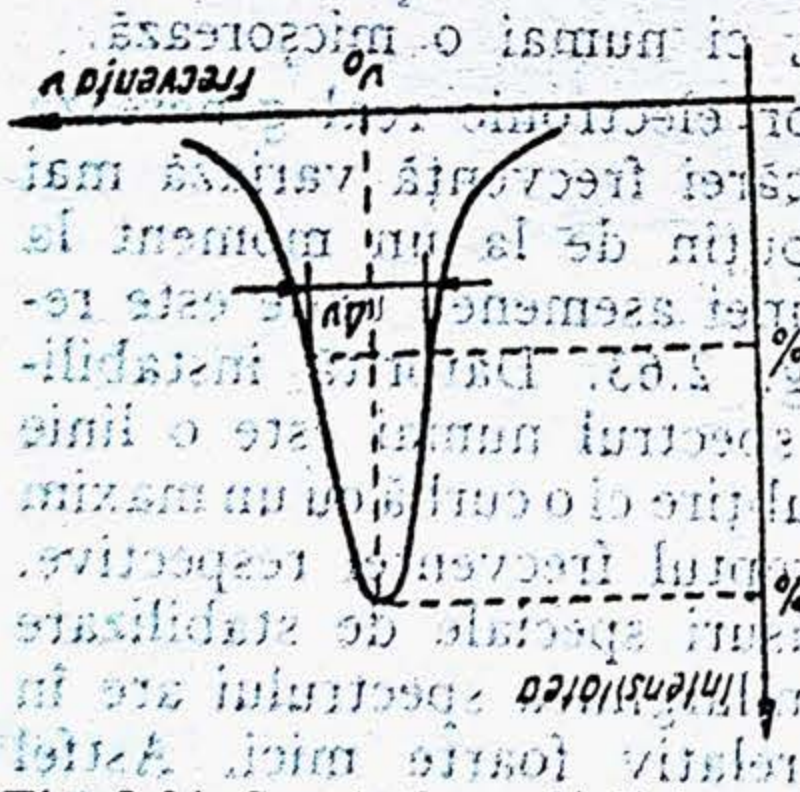


Fig. 2.64. Spectrul radiației emise, un tub de descărcare, după ce în prealabil a fost filtrată pentru a rămîne o singură linie spectrală

atunci τ_c este practic egal cu timpul de relaxare τ. În cazul contrar τ_c este mai mic decît τ. Mărimea τ_c, după cum vom vedea, joacă un rol fundamental în considerațiile care urmează.

Să efectuăm o experiență de interferență a luminii cu două surse separate, fiecare avînd aceeași frecvență dominantă ν_0 situată în spectrul vizibil și respectiv aceeași semilărgime $\Delta\nu$. În acest scop vom plasa cele două surse în două puncte separate și vom încerca să observăm franjele de interferență care se formează pe un ecran perpendicular pe axa de simetrie a dispozitivului experimental.

Deoarece radiațiile emise de sursele utilizate sînt vizibile vom încerca să sesizăm franjele de interferență care ar terbui să se formeze pe ecranul de observație cu ajutorul ochiului liber. Vom constata poate cu surprindere, că pe ecranul de observație nu se formează franje de interferență.

Cunoscînd lungimea de undă a radiației emise de cele două surse și datele geometrice ale instalației experimentale se poate calcula ușor distanța care trebuie să fie între două franje alăturate.

Pentru a ne convinge că într-adevăr în acest caz nu apar fenomene de interferență să determinăm experimental intensitatea undei în diferitele puncte ale ecranului în cazul în care sursele acționează pe rînd, respectiv simultan (fig. 2.65). În cazul în care acționează cîte o singură sursă intensitatea undei variază după o curbă cu un maxim relativ puțin pronunțat, maxim care apare în dreptul sursei respective. Dacă cele două surse acționează simultan atunci se constată că intensitatea undei rezultante este egală pur și simplu cu suma intensităților undelor radiate de fiecare în parte. Fenomenele se petrec ca și cum lumina emisă de cele două

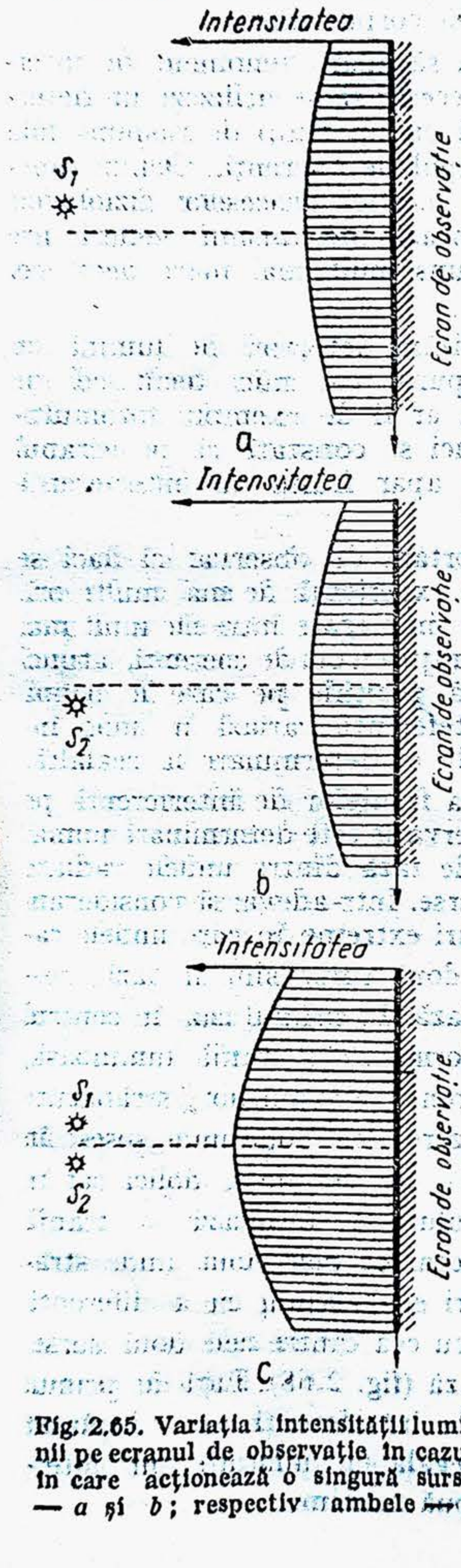


Fig. 2.65. Variația intensității luminii pe ecranul de observație în cazul în care acționează o singură sursă — *a* și *b*; respectiv ambele — *c*.

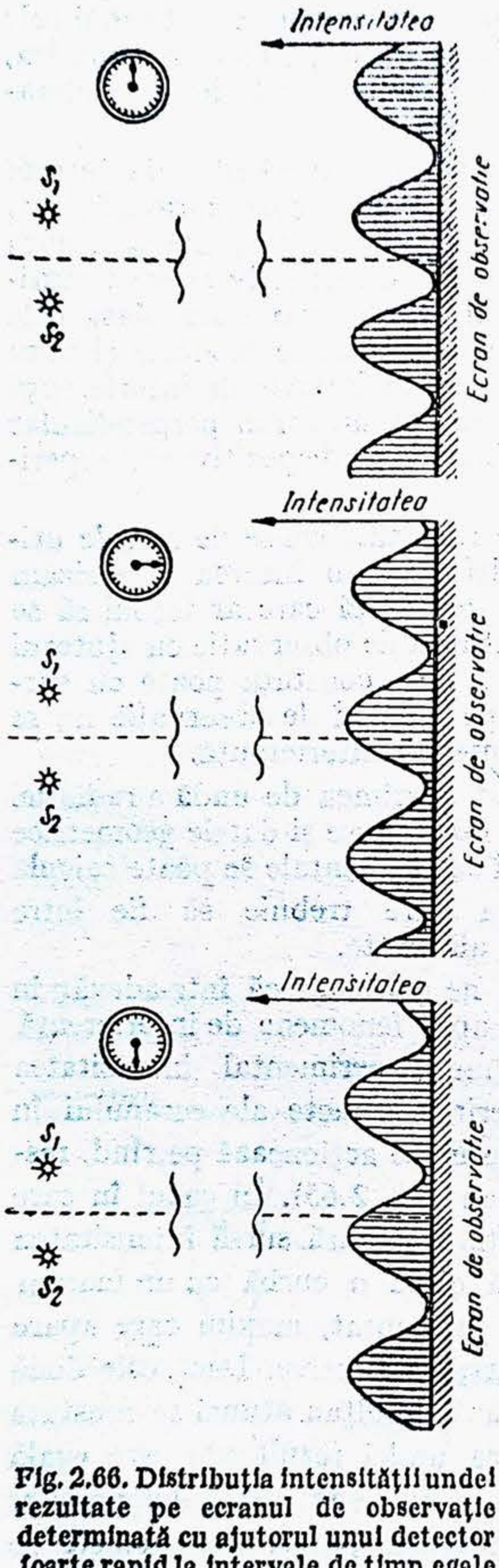


Fig. 2.66. Distribuția intensității undei rezultate pe ecranul de observație determinată cu ajutorul unui detector foarte rapid la intervale de timp egale între ele

surse nu ar avea un caracter ondulatoriu, ci mai degrabă corpuscular.

Pentru ca să apară fenomene de interferență este necesar să se utilizeze un detector de lumină cu un timp de răspuns mai mic decît timpul de coerență. Ochiul omenesc datorită inerției proceselor fiziologice care condiționează mecanismul vederii are timp de răspuns mult mai mare decît cel de coerență.

Dacă utilizăm detectori de lumină cu timp de răspuns mai mici decît cel de coerență, cum ar fi de exemplu fotomultiplicatori, atunci se constată că pe ecranul de observație apar franje de interferență (fig. 2.66).

Este important de observat că dacă se repetă această experiență de mai multe ori, la intervale de timp egale între ele mult mai mari în comparație cu cel de coerență, atunci se constată că pozițiile pe care le ocupă franjele de inteferență variază în mod întîmplător de la o determinare la cealaltă.

Localizarea franjelor de interferență pe ecranul de observație este determinată numai de diferența de fază dintre undele radiate de cele două surse. Într-adevăr să considerăm cele două cazuri extreme în care undele radiate de cele două surse sînt în fază, respectiv în antifază. În primul caz, în centrul ecranului se formează o franjă luminoasă, deoarece diferența drumurilor străbătute fiind egală cu zero, cele două unde sosesc în fază (fig. 2.67). În cel de-al doliea caz în centrul ecranului se formează o franjă întunecoasă deoarece cele două unde străbătînd drumuri egale ajung cu o diferență de fază egală cu cea dintre cele două surse, adică în antifază (fig. 2.68). Față de primul caz franjele de interferență s-au deplasat cu o distanță egală cu jumătate din intervalul dintre două maxime.

Modificarea franjelor de la o determinare la alta, în cazul în care se utilizează un detector foarte rapid, explică rezultatul experienței în care se folosește un detector foarte lent cum este ochiul omensec. Într-adevăr, în cel de-al doilea caz detectorul sezizează valoarea medie a intensității undei, valoare medie care datorită modificării întîmplătoare a poziției franjelor variază practic foarte puțin pe o distanță egală cu cea dintre două franje.

Deoarece franjele își modifică în mod întîmplător poziția de la o determinare la alta, cu toate că intervalul de timp dintre ele este același ,rezultă că diferența de fază dintre undele emise de cele două surse variază în mod întîmplător de-a lungul unor intervale de timp mult mai mari decît timpul de coerență. Pe de altă parte faptul că se obțin franje de interferență în cazul în care fenomenele sînt observate în intervale de timp mult mai mici decît timpul de coerență, rezultă că între undele emise de cele două surse se păstrează o diferență de fază constantă, bineînțeles numai de-a lungul acestui interval de timp.

Cele două surse fiind identice, putem să tragem concluzia că unda generată de o sursă obișnuită de lumină păstrează o relație de fază bine definită de-alungul unor intervale de timp mici în comparație cu timpul de coerență, însă prezintă variații întîmplătoare ale fazei pentru intervale de timp mari, în comparație de asemenea cu timpul de coerență.

Pentru a determina aspectul undei generate de sursa considerată este necesar să studiem mecanismul prin care ansamblul de atomi emite unde electromagnetice. Esența fenomenelor apare mai clar dacă considerăm că sursa are un volum foarte mic, astfel încît din punct de vedere macroscopic ea poate fi considerată punctuală. Evident la scară microscopică volumul este relativ mare

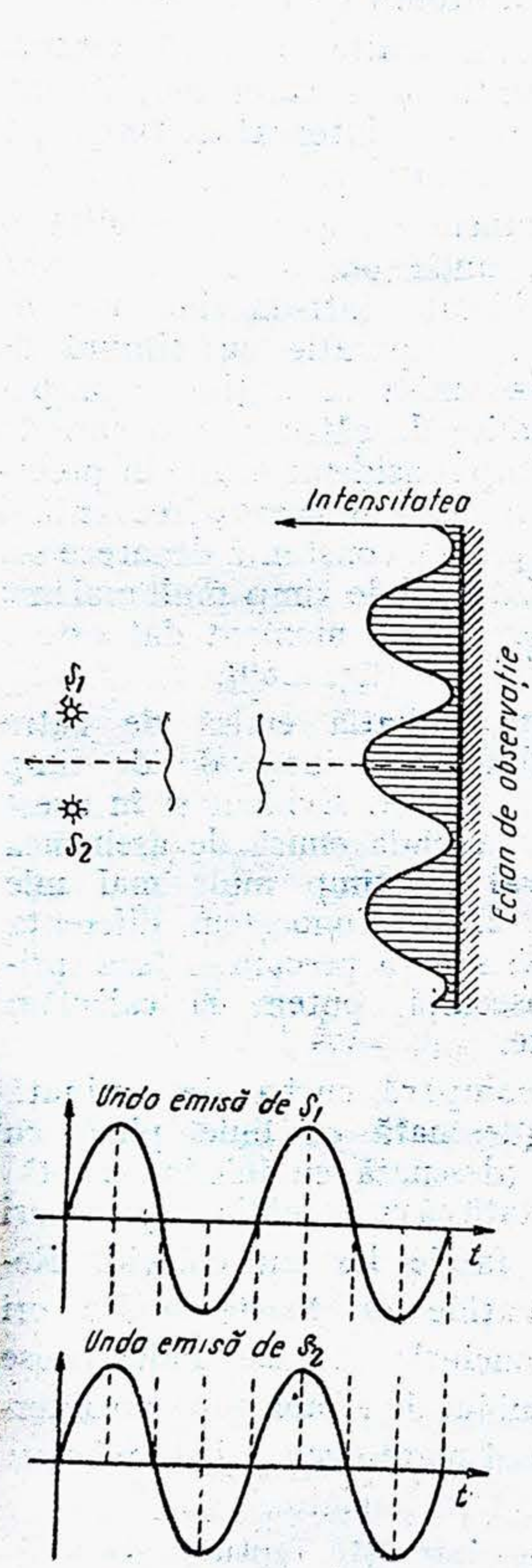


Fig. 2.67. Distribuția intensității undei rezultate pe ecranul de observație în cazul în care cele două surse coerente emit radiații în fază

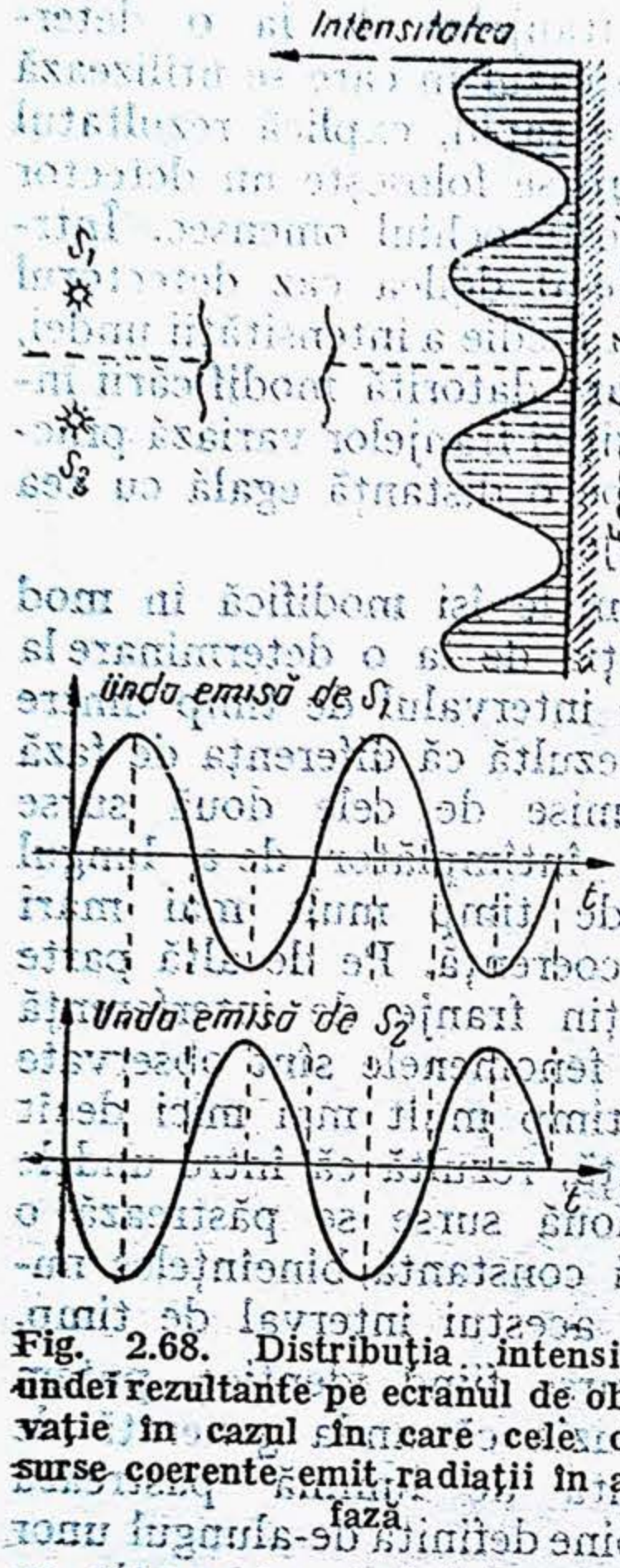


Fig. 2.68. Distribuția intensității undei rezultante pe ecranul de observație în cazul în care cele două surse coerente emit radiații în antifază

astfel încît el conține un număr important de atomi. Mai presupunem că presiunea este suficient de redusă pentru a putea considera atomii ca fiind izolați.

Fiecare atom emite o undă amortizată cu frecvența ν_0 a cărei amplitudine scade de e ori într-un interval de timp egal cu timpul de relaxare τ.

Să presupunem că avem posibilitatea de a observa unda emisă de ansamblul atomilor considerați într-un interval de timp scurt în comparație cu timpul de relaxare. Unda emisă se obține suprapunînd undele emise de către atomii care în intervalul de timp considerat se află în procesul de radiație. Această undă are o frecvență și o amplitudine practic constantă deoarece s-a considerat un interval de timp mult mai mic decît τ, iar faza la un moment dat este o mărime bine definită (fig. 2.69).

Să studiem radiația emisă de către același ansamblu după intervale de timp mult mai mari decît τ. Evident și în acest caz vom observa unda emisă de asemenea într-un interval de timp mult mai mic decît τ (fig. 2.70). Cunoaștem diferența de timp care le separă precum și faza primei. În consecință, putem să calculăm fazele celorlalte.

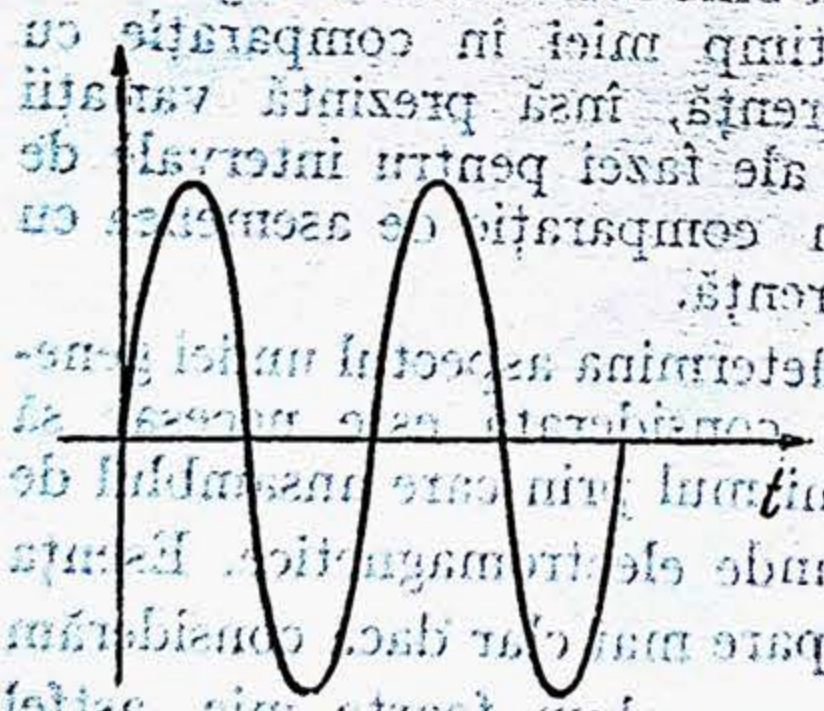


Fig. 2.69. Unda emisă de ansamblul de atomi într-un interval de timp mult mai mic decît timpul de relaxare

Dacă se compară curba determinată experimental (desenată cu linie plină) cu cea calculată (desenată cu linie întreruptă) atunci se constată că cu excepția unor cazuri întîmplătoare fazele lor nu coincid. Repetînd observațiile de foarte multe ori ajungem la concluzia că faza undei emise de către ansamblul de atomi după un interval de timp mai mare decît cel de relaxare variază în mod întîmplător.

Aceasta se datorește faptului că unda nu este emisă de către un singur emițător. Într-adevăr fiecare atom radiind unde electromagnetice se comportă ca un emițător

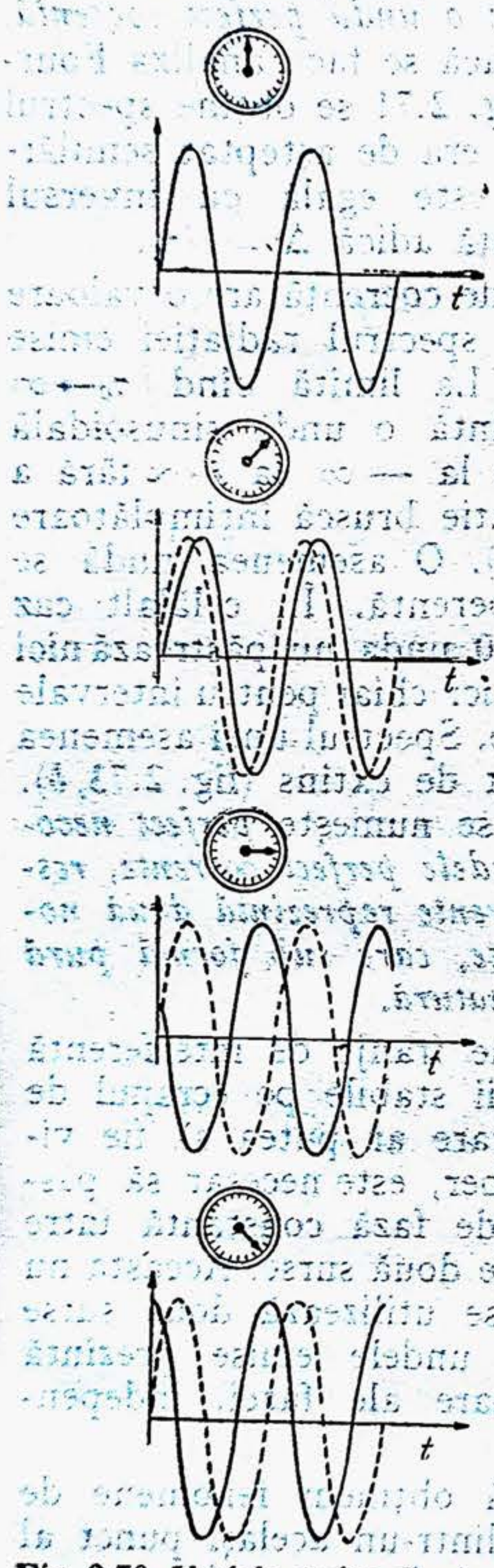


Fig. 2.70. Undele emise de ansamblul de atomi în decursul unui interval de timp mult mai mic decît timpul de relaxare. Undele sînt observate la intervale de timp egale între ele, mult mai mari decît timpul de coerență. Cu linie punctată a fost desenată unda pe care ne-am aștepta să o observăm

individual. Emisiunea fiecăruia dintre acești emițători este discontinuă. Un atom oarecare absoarbe o cantitate de energie de la sursa care întreține descărcarea electrică și apoi începe să emită unde electromagnetice. După ce și-a radiat tot surplusul de energie într-un interval de timp practic egal cu triplul timpului de relaxare, atomul revine în starea inițială. În continuare, după un interval de timp mare sau mai mic, adică întîmplător, atomul cîștigă din nou energie și începe un nou proces de radiație. Momentele în care atomii încep să emită unde electromagnetice fiind întîmplătoare, explică variația de asemenea întîmplătoare a fazei undei emise de către ansamblul considerat. Aceste considerații ne conduc la concluzia că unda emisă are forma din fig. 2.71. Unda este formată dintr-o succesiune de „porțiuni" de sinusoide. În momentul trecerii de la o porțiune la cealaltă apare o variație bruscă, întîmplătoare a fazei. În plus și durata unei „porțiuni" de sinusoide este de asemenea întîmplătoare. Valoarea medie a acestei durate este însă egală cu timpul de relaxare τ.

Fenomenele se întîmplă ca și cum sursa, în unele momente de timp, și-ar pierde brusc „memoria de fază" adică „uită" faza undei pe care a generat-o în momentul imediat anterior și își continuă procesul de oscilație cu o nouă fază care nu are o legătură cu cea precedentă.

In analiza efectuată au fost neglijate o serie de fenomene. După cum vom vedea, luarea în considerare a acestor fenomene conduce la concluzia că durata medie a porțiunilor de sinusoide este mai mică decît τ. *Durata medie a porțiunilor de sinusoide reprezintă tocmai timpul de coerență* τ_c.

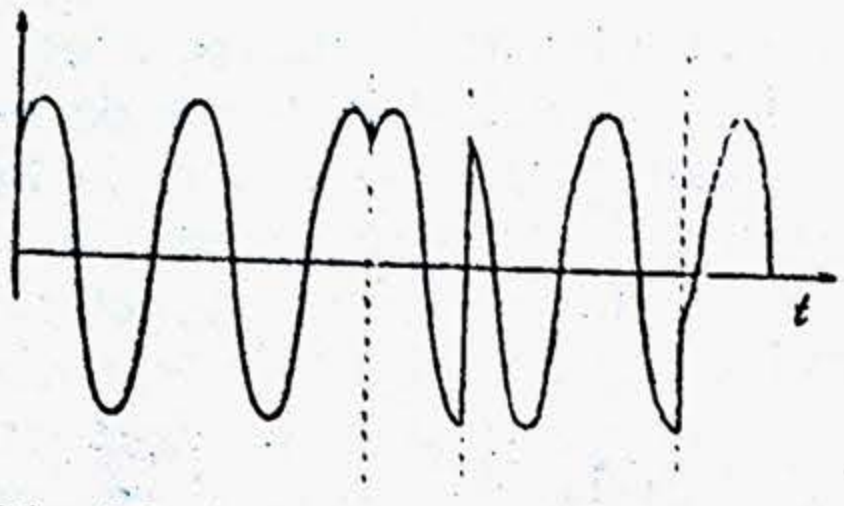


Fig. 2.71. Undă necoerentă temporar

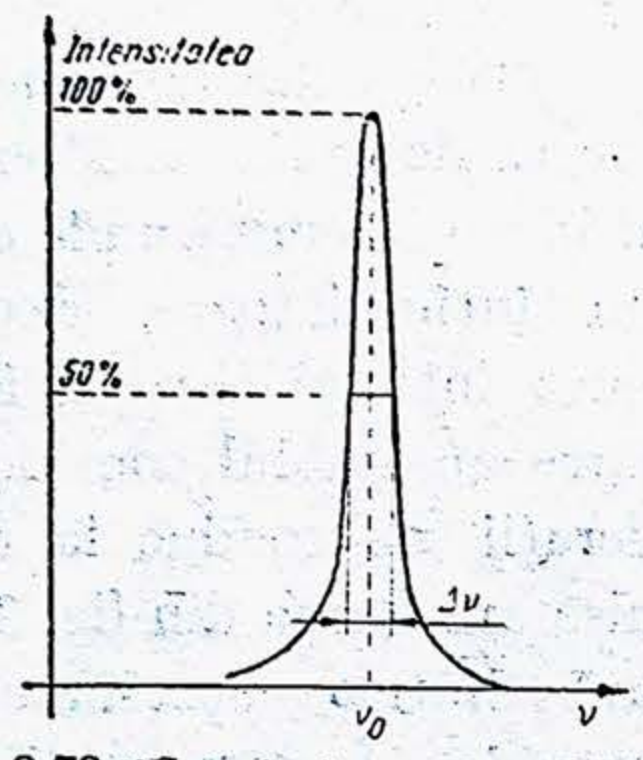


Fig. 2.72. Spectrul undei din fig. 2.71

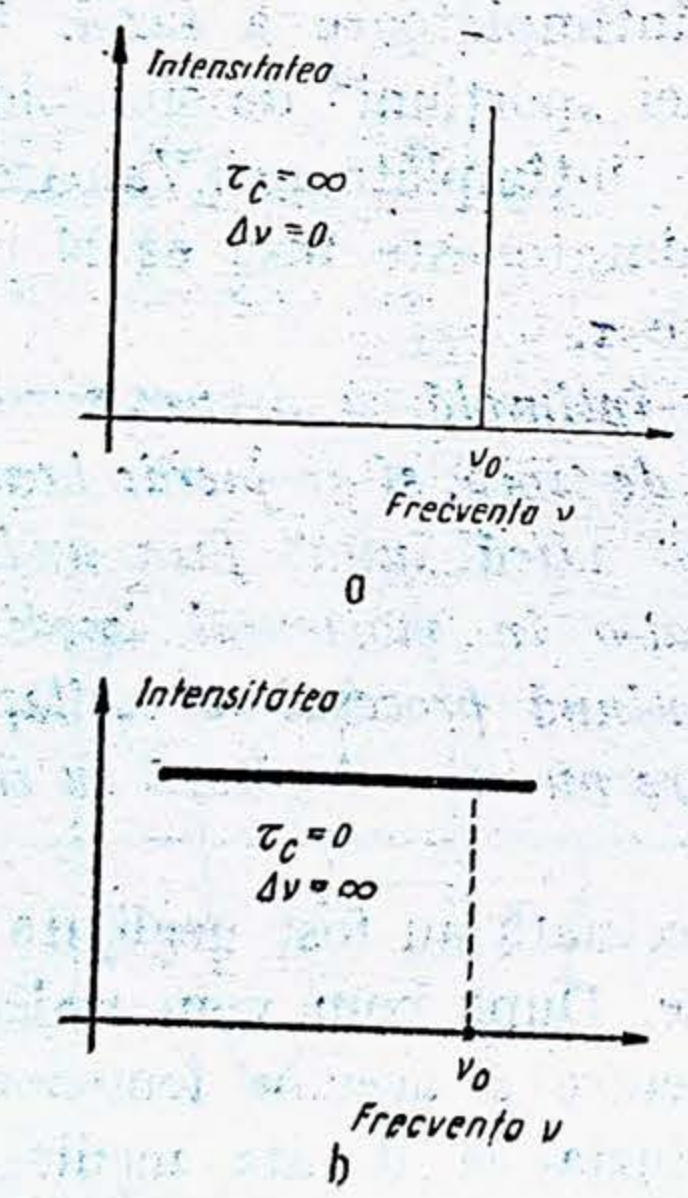


Fig. 2.73. Spectrul unei unde perfect coerente — *a* și al unei unde perfect necoerente — *b*

Timpul de coerență τ_c, care ține cont de toate fenomenele care au loc în sursa respectivă, reprezintă o măsură a gradului cu care unda emisă se apropie de o undă perfect coerentă.

Într-adevăr, dacă se face analiza Fourrier a undei din fig. 2.71 se obține spectrul din fig. 2.72. Cum era de așteptat semilărgimea spectrului este egală cu inversul timpului de coerență adică $\Delta\nu = 1/\tau_c$.

Cu cît timpul de coerență are o valoare mai mare cu atît spectrul radiației emise este mai îngust. La limită cînd $\tau_c \to \infty$ unda emisă reprezintă o undă sinusoidală care se extinde de la $-\infty$ la $+\infty$ fără a prezenta vreo variație bruscă întîmplătoare a fazei (fig. 2.73*a*). O asemenea undă se numește perfect coerentă. În celălalt caz extrem în care $\tau_c \to 0$ unda nu păstrează nici o relație de fază nici chiar pentru intervale infinit mici de timp. Spectrul unei asemenea unde devine infinit de extins (fig. 2.73, *b*). O asemenea undă se numește *perfect necoerentă*. Evident, *undele perfect coerente, respectiv perfect necoerente reprezintă două noțiuni fizice idealizate, care sub formă pură nu se întîlnesc în natură.*

Pentru a obține franje de interferență care să aibă poziții stabile pe ecranul de observație, adică care ar putea să fie vizibile cu ochiul liber, este necesar să păstrăm o diferență de fază constantă între undele emise de cele două surse. Aceasta nu este posibil dacă se utilizează două surse separate deoarece undele emise prezintă variații întîmplătoare ale fazei, independente între ele.

Putem însă să obținem fenomene de interferențe dacă dintr-un același punct al unei surse obișnuite de lumină preluăm două raze de lumină pe care le obligăm să parcurgă drumuri diferite astfel alese încît în final să se întîlnească din nou. În condiții care vor fi specificate în cele ce urmează, între cele două unde apare astfel un defazaj constant în timp, determinat de diferența

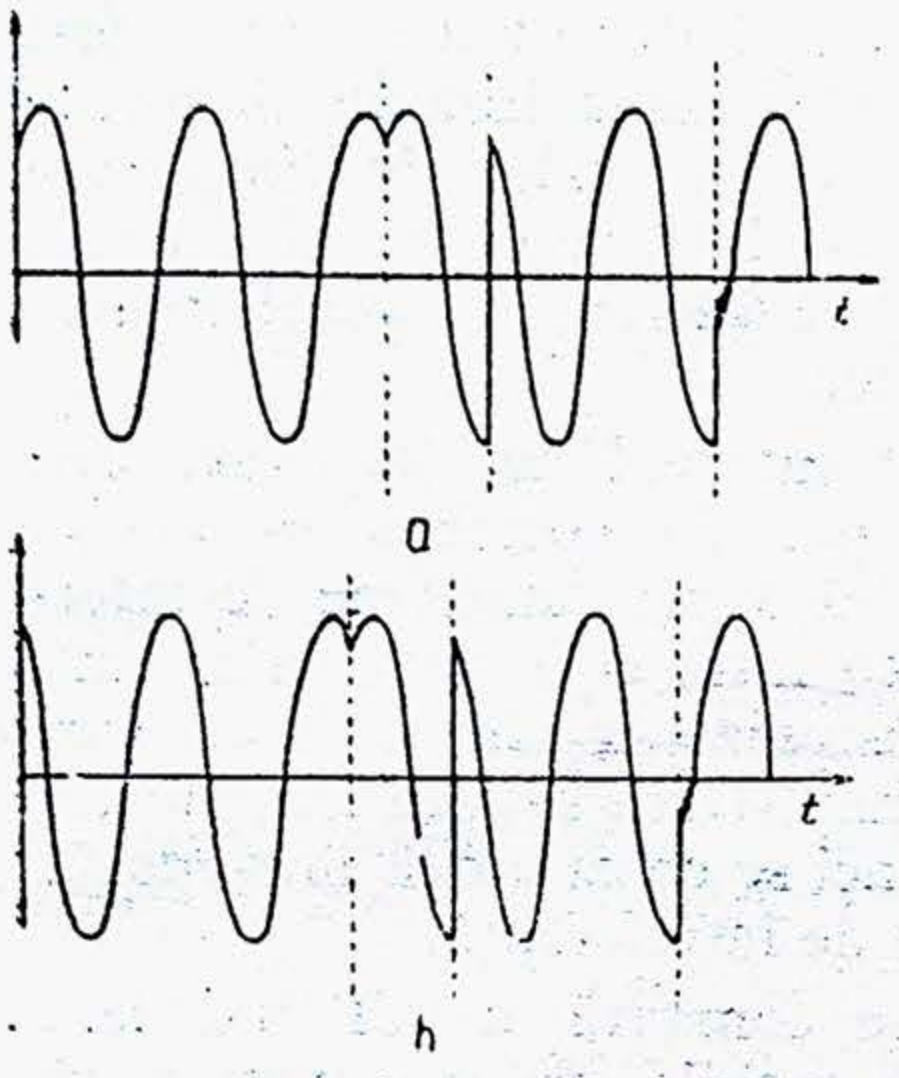


Fig. 2.74. Două unde coerente între ele

drumurilor străbătute. Existența variațiilor bruște întîmplătoare ale fazei nu mai are nici o influență asupra defazajului dintre cele două unde. În fond cele două unde reprezintă două copii identice, defazate temporar, ale undei emise de sursa considerată (fig. 2.74). Asemenea unde se numesc *coerente între ele*. Este important de observat că în acest caz calificativul de coerent are o semnificație relativă arătînd că cele două unde sînt coerente între ele, ceea ce nu înseamnă că fiecare luată în parte este coerentă.

Pe acest principiu se bazează toate aparatele utilizate pentru punerea în evidență a fenomenelor de interferență, denumite *interferometre*.

Unul dintre cele mai răspîndite interferometre este cel al lui *Michelson*. Schema interferometrului este reprezentată în fig. 2.75. De la sursa de lumină S se formează un fascicul îngust care cade pe o lamă L de sticlă semiargintată, adică acoperită cu un strat de argint de o asemenea grosime încît intensitatea luminii reflectate să fie egală cu cea a luminii transmise. Raza care a străbătut lama semiargintată se propagă pînă la o oglindă O_2 mobilă pe care se reflectă. Ea ajunge astfel din nou pe oglinda semiargintată. În continuare, parțial trece prin aceasta, parțial se reflectă. Prezintă interes numai raza reflectată care ajunge în punctul de observație.

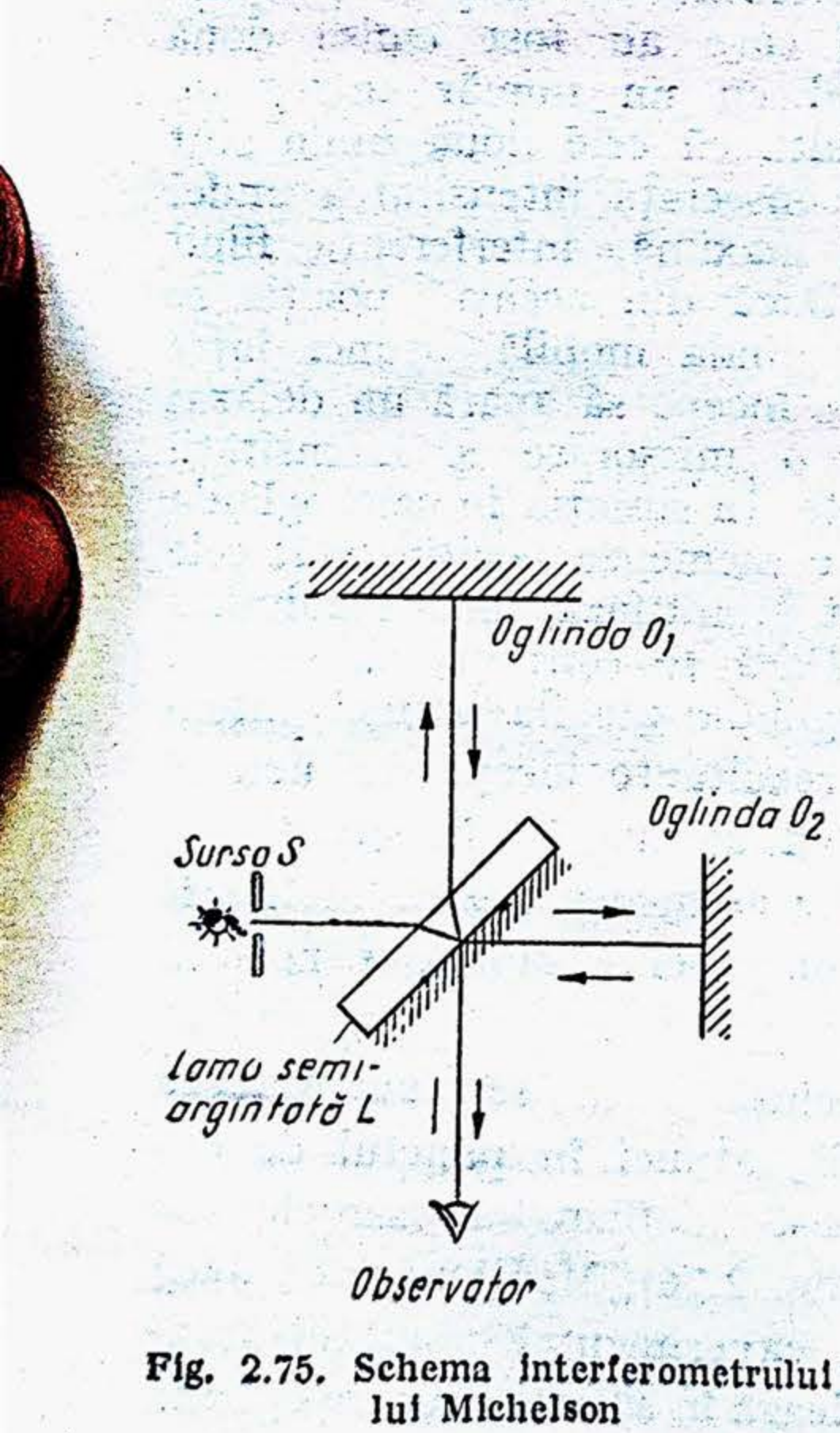


Fig. 2.75. Schema interferometrului lui Michelson

Raza reflectată de lama semiargintată se propagă pînă la o oglindă O_1 fixă pe care se reflectă. Această rază ajunge din nou pe lama semiargintată unde parțial este reflectată și respectiv parțial este transmisă prin stratul de argint. În acest caz prezintă interes raza transmisă deoarece ea se propagă către punctul de observație.

În punctul de observație sosesc două raze care provin de la un același punct al unei aceleași surse de lumină și care datorită montajului utilizat au fost obligate să străbată drumuri diferite. În consecință în

acest punct interferă două unde care au fost emise de o aceeași sursă însă în momente de timp diferite. Intervalul de timp care separă momentele în care ele au fost emise este determinat de diferența drumurilor străbătute de acestea.

Dacă acest interval de timp este mai mic decît timpul de coerență τ_c atunci ne-am aștepta să apară fenomene de interferență deoarece între cele două unde componente se păstrează o diferență de fază constantă în timp, Dacă se face o asemenea experiență atunci se constată că într-adevăr apar fenomene de interferență.

Aceasta se constată modificînd lent poziția oglinzii mobile. Să presupunem că inițial oglinda mobilă are o asemenea poziție încît intervalul de timp care separă momentele în care au fost emise două unde este egal cu un număr întreg de perioade. Rezultă că cele două unde sînt în fază și în consecință intensitatea undei observate este maximă, interferența fiind constructivă. Dacă din această poziție se îndepărtează oglinda mobilă, atunci între cele două unde începe să apară un defazaj care produce o micșorare a intensității undei rezultante. În situația în care oglinda mobilă ocupă o asemenea poziție încît cele două unde sînt în antifază, unda rezultantă se anulează. Dacă se continuă să se mai îndepărteze oglinda mobilă atunci intensitatea undei rezultante începe din nou să crească atingînd un maxim în situația în care ea ocupă o asemenea poziție încît cele două unde componente sînt din nou în fază.

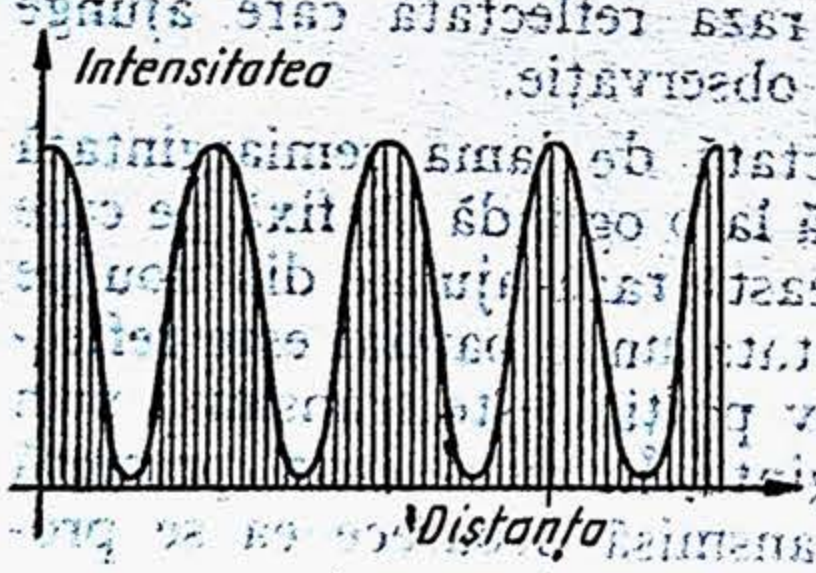


Fig. 2.76. Variația intensității luminii din punctul de observație, în funcție de distanța cu care a fost deplasată oglinda mobilă în cazul în care diferența dintre drumurile străbătute este mai mică decît lungimea de coerență

În consecință dacă se îndepărtează oglinda mobilă, atunci în punctul de observației apare o „defilare" a franjelor de interferență (fig. 2.76). Menționăm că dacă se determină experimental numărul franjelor care defilează în situație în care oglinda

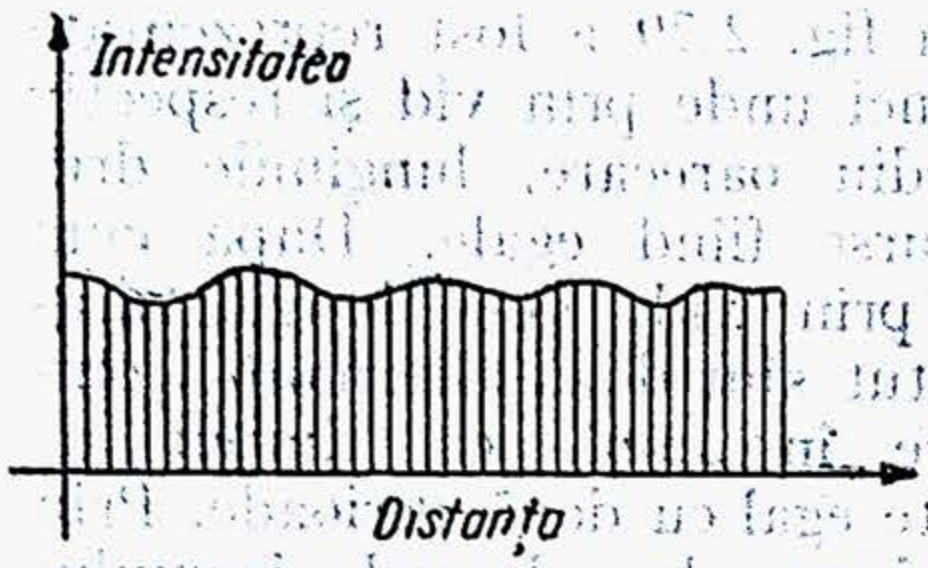


Fig. 2.77. Variația intensității luminii din punctul de observație în funcție de distanța cu care a fost deplasată oglinda mobilă în cazul în care diferența dintre drumurile străbătute este apropiată de lungimea de coerență

s-a deplasat între două poziții atunci se poate calcula ușor și cu mare precizie distanța dintre acestea. Această metodă a fost utilizată de către Michelson pentru determinarea lungimii metrului etalon.

Dacă continuăm să îndepărtăm oglinda mobilă de lama semiargintată atunci se constată că contrastul dintre franjele de interferență se estompează treptat pînă cînd practic ele nu mai pot fi observate (fig. 2.77 și 2.78). În cazul în care nu se mai formează franje, diferența între drumurile străbătute de cele două raze devine atît de mare încît intervalul de timp dintre momentele emisiunii acestora devine superior timpului de coerență τ_c. În acest caz interferă două fragmente din două porțiuni alăturate din sinusoidă. Deoarece în momentul trecerii de la o porțiune la cealaltă apare o variație întîmplătoare a fazei rezultă că deși cele două unde au fost emise de un același punct al unei aceleiași surse defazajul dintre ele variază în mod întîmplător.

În intervalul de timp egal cu timpul de coerență τ_c lumina străbate în vid o distanță egală cu $L_C = c \cdot \tau_c$ denumită *lungime de coerență*. Rezultă că diferența maximă între drumurile străbătute în vid de două raze provenite de la un același punct al unei surse cu timpul de coerență τ_c trebuie să fie mai mică decît lungimea de coerență L_C pentru că să apară franje de interferență. În multe situații razele care interferă străbat medii cu diferiți indici de refracție. Așa după cum s-a arătat, printr-un mediu cu indice de refracție n lumina se propagă cu viteza c/n. Pentru parcurgerea unei distanțe l printr-un asemenea mediu, luminii îi trebuie un timp de n ori mai mare decît cel prin vid. Situația se prezintă ca și cum lumina ar fi parcurs un drum egal nl prin

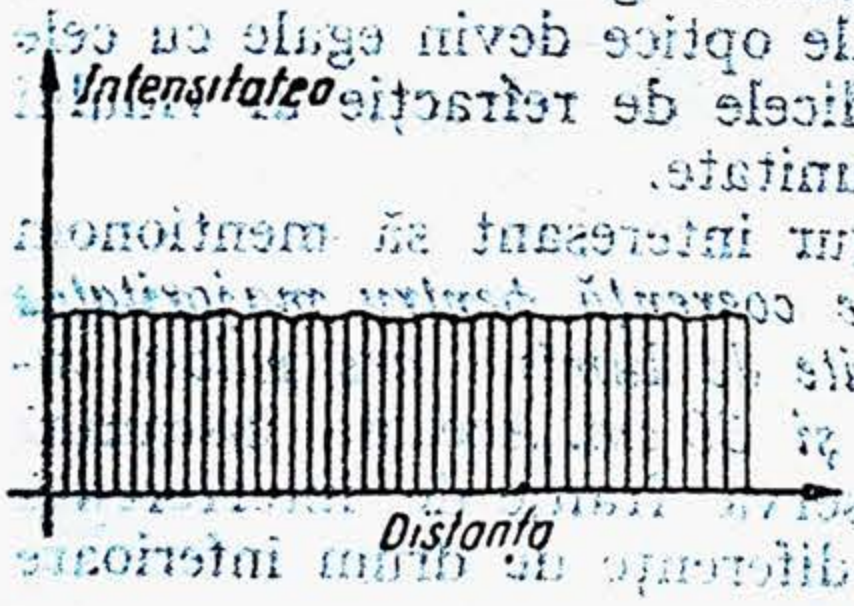


Fig. 2.78. Variația intensității luminii din punctul de observație în funcție de distanța cu care a fost deplasată oglinda mobilă în cazul în care diferența dintre drumurile străbătute este mai mare decît lungimea de coerență

vid. Astfel în fig. 2.79 a fost reprezentată propagarea unei unde prin vid și respectiv printr-un mediu oarecare, lungimile drumurilor parcurse fiind egale. După cum se observă, prin vid, de-a lungul drumului străbătut sînt două alternanțe complete ceea ce înseamnă că timpul de parcurgere este egal cu două perioade. Prin mediul considerat de-a lungul drumului străbătut sînt patru alternanțe complete. Aceasta înseamnă că pentru parcurgerea unui drum egal luminii îi sînt necesare patru perioade adică un timp de două ori mai mare decît în cazul propagării prin vid. De aici rezultă că mediul considerat are indicele de refracție egal cu 2.

Mărimea *nl* egală cu produsul dintre lungimea geometrică a drumului străbătut și indicele *n* de refracție al mediului se numește *drum optic*.

În consecință pentru a determina diferența de drum între două raze, diferență care împărțită la *c* să ne dea intervalul de timp care le separă, este necesar să calculăm drumurile optice și apoi să le scădem. *Diferența dintre drumurile optice trebuie să fie mai mică decît lungimea de coerență pentru ca să apară fenomene de interferență.* Dacă razele se propagă întotdeauna prin vid (sau prin aer, indicele de refracție al aerului fiind practic egal cu cel al vidului) atunci drumurile optice devin egale cu cele geometrice, indicele de refracție al vidului fiind egal cu unitate.

Este desigur interesant să menționom că *lungimea de coerență pentru majoritatea surselor obișnuite de lumină are valori cuprinse între* 0 *și 30 cm.* Aceasta înseamnă că se poat observa franje de interferență numai pentru diferențe de drum inferioare cifrei de 30 cm.

Din punct de vedere istoric prima experiență cu ajutorul căreia a fost pusă în evidență interferența luminii a fost cea a lui *Young* efectuată în 1802. Schema experienței este reprezentată în fig. 2.80.

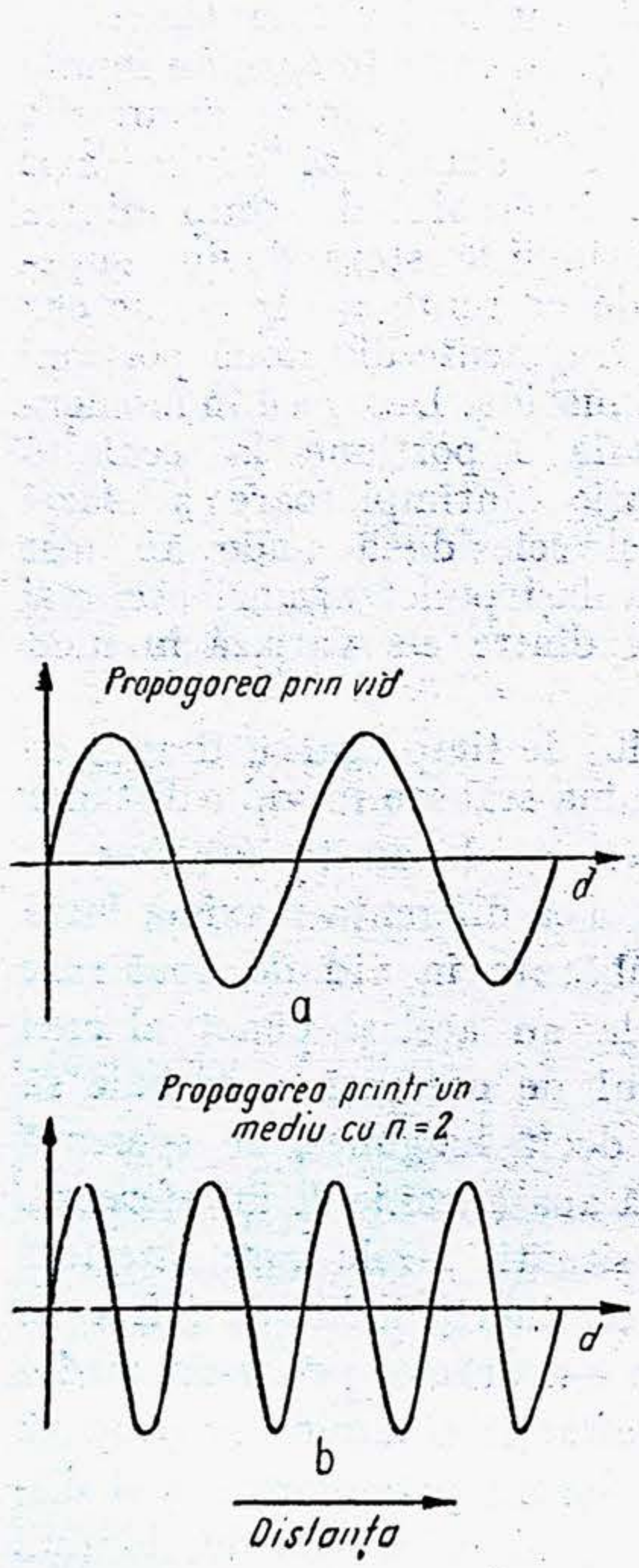


Fig. 2.79. Propagarea unei unde luminoase prin vid — *a* respectiv printr-un mediu cu indicele de refracție egal cu 2 — *b*

Lumina emisă de o sursă străbate mai întîi un prim ecran în care a fost efectuată o fantă dreptunghiulară foarte îngustă. În continuare lumina străbate un al doilea ecran prevăzut cu două fante dreptunghiulare foarte înguste paralele între ele și paralele cu cea din primul ecran. Fenomenele sînt studiate cu ajutorul unui ecran de observație pe care se formează franje de interferență.

Fenomenele care au loc în cazul acestor experiențe sînt mai complicate deoarece undele care străbat fantele foarte înguste sînt difractate de acesta.

În cele ce urmează vom face o analiză simplificată a fenomenelor luînd în considerare difracția produsă de fantele respective doar printr-o curbare a razelor de lumină.

Razele inițiale care provin de la sursa de lumină după ce au străbătut fanta din primul ecran se abat de la direcția lor inițială. O parte din ele reușesc astfel să ajungă în dreptul celor două fante practicate în cel de al doilea ecran. Aceste raze suferă o nouă deviație a traiectoriei în dreptul acestor două fante, după care se propagă înspre ecranul de observație.

Razele care ajung în dreptul celor două fante F_1 și F_2 au străbătut drumuri egale de la prima fantă F. În consecință putem să considerăm că fantele F_1 și F_2 sînt niște surse care emit unde coerente, în fază. Într-adevăr în cazul în care apare o variație întîmplătoare a fazei undei „emisă" de F, aceeași variație o prezintă și undele „emise" de F_1 și F_2.

Razele „emise" de aceste două „surse" F_1 și F_2 se propagă pînă la ecranul de observație. În punctele ecranului pentru care diferența drumurilor parcurse de cele

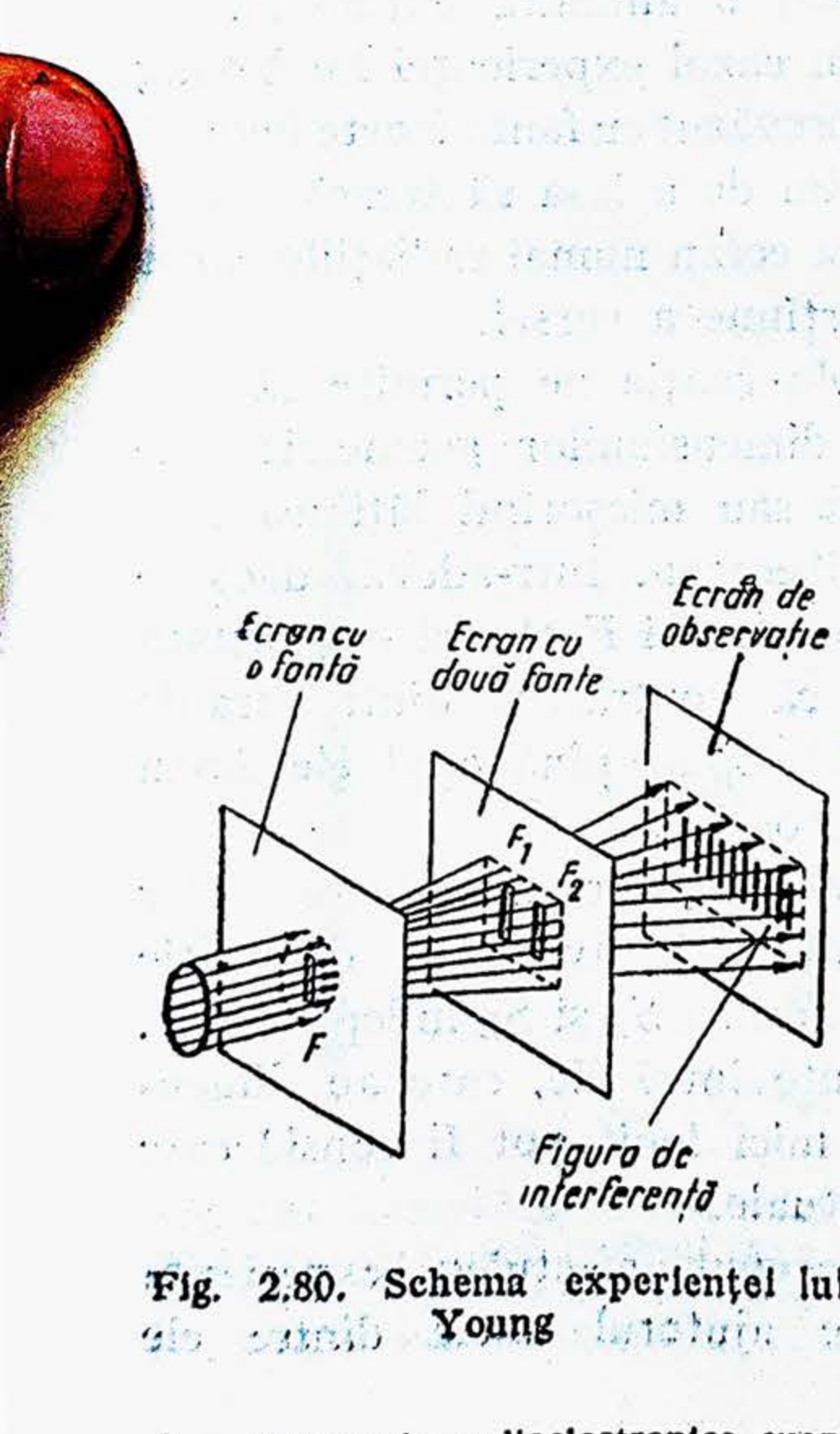


Fig. 2.80. Schema experienței lui Young

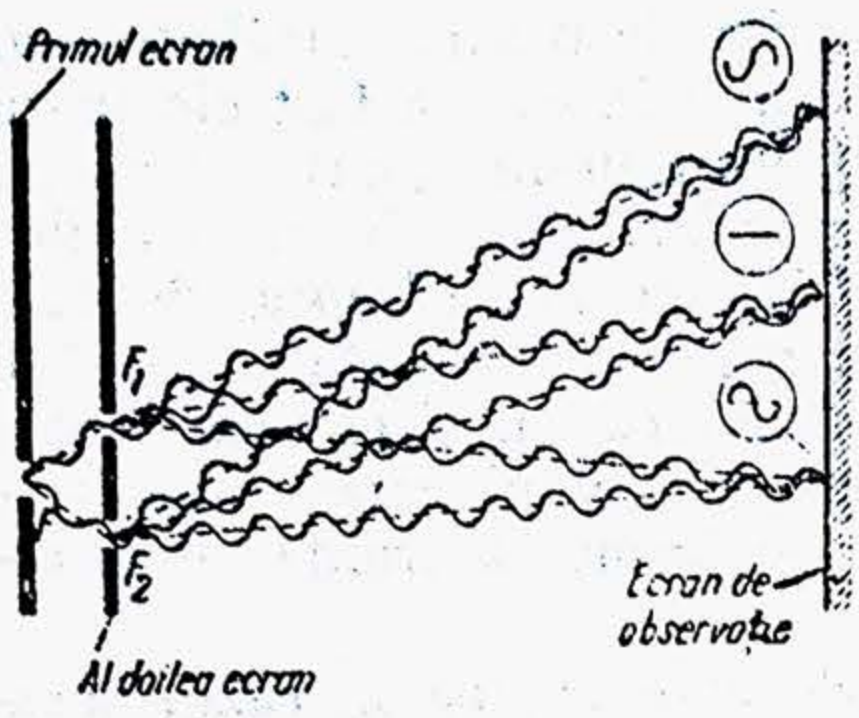


Fig. 2.81. Interferența constructivă, respectiv distructivă a undelor în cazul experienței lui Young.

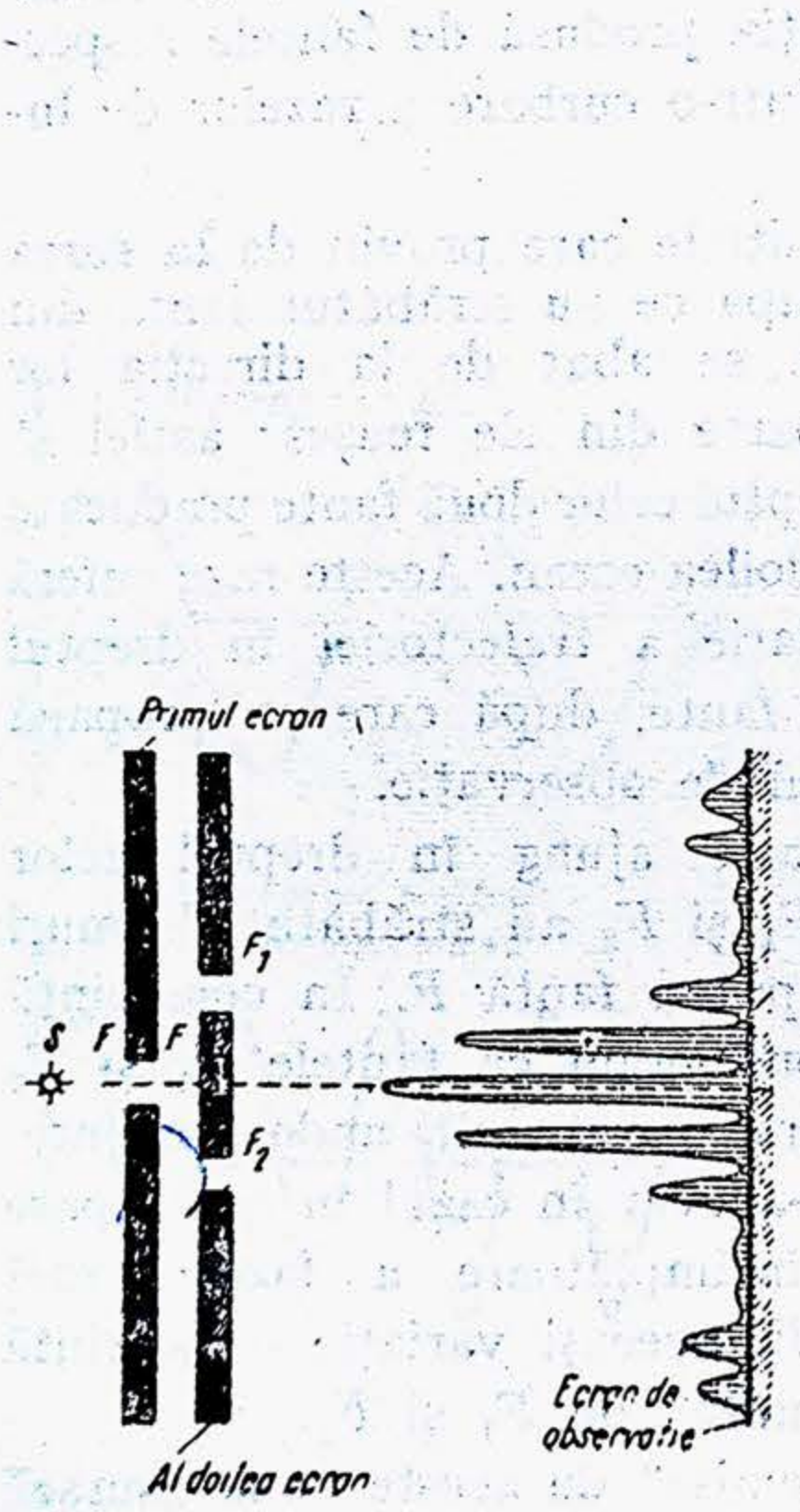


Fig. 2.82. Distribuția intensității undei rezultante pe ecranul de observație în cazul experienței lui Young

două raze este egală cu un număr par respectiv impar de semilungimi de undă, intensitatea undei rezultante este maximă, respectiv minimă — practic nulă, ceea ce explică formarea franjelor luminoase, respectiv întunecoase (fig. 2.81). Deoarece fantele au forma unor dreptunghiuri foarte subțiri și foarte lungi franjele de interferență se prezintă sub forma unor benzi luminoase paralele alternate cu cele întunecoase.

Prezența difracției determină ca fenomenele să fie mai complicate deoarece cele două surse din dreptul fantelor nu emit unde în mod uniform de-a lungul tuturor direcțiilor (fig. 2.82).

Alături de aspectul *temporar*, coerența mai prezintă și un aspect *spațial*, determinat de faptul că orice sursă reală oricît de mică ar fi are totuși o anumită extindere.

De fapt în cazul experienței lui Young primul ecran prevăzut cu fantă foarte îngustă are tocmai rolul de a lăsa să treacă înspre cel de al doilea ecran numai radiațiile emise de o mică porțiune a sursei.

Această observație ne permite să studiem efectul dimensiunilor geometrice ale sursei, mărind sau micșorînd lățimea fantei din primul ecaran. Într-adevăr dacă se mărește lățimea fantei F atunci se constată experimental că contrastul dintre franje se estompează treptat pînă cînd ele devin imposibil de deosebit.

Esența fenomenelor apare mai clar dacă considerăm că avem la dispoziție două surse de lumină S_A și S_B independente, adică necoerente între ele, care au dimensiuni atît de mici încît pot fi considerate ca fiind punctuale.

Pentru început efectuăm experiența lui Young cu ajutorul uneia dintre ele

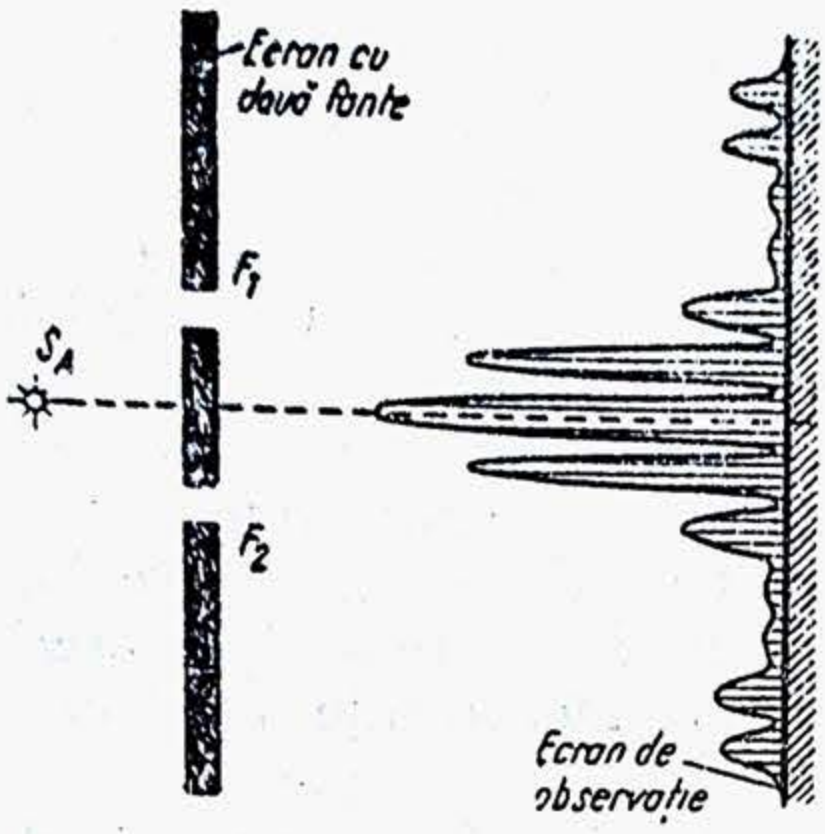


Fig. 2.83. Experiența de interferență cu o sursă punctuală în cazul în care aceasta se află pe axa de simetrie a dispozitivului

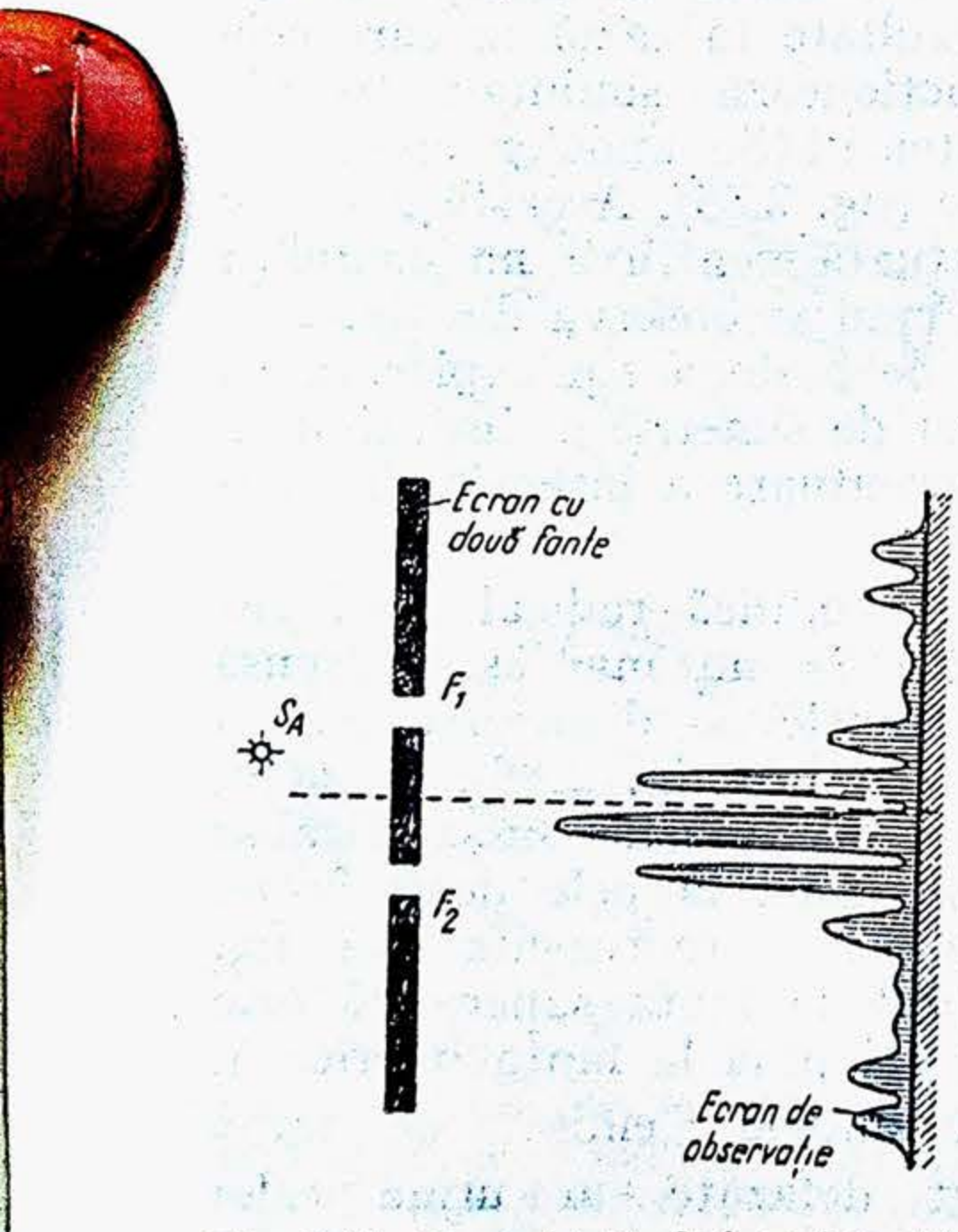


Fig. 2.84. Experiență de interferență cu o sursă punctuală în cazul în care aceasta nu se află pe axa de simetrie a dispozitivului

S_A. (fig. 2.83 și 2.84). Deoarece sursa este punctuală ne putem dispensa de serviciile primului ecran. În consecință în acest caz dispozitivul experiemntal este format numai din ecranul cu cele două fante și evident ecranul de observație precum și sursa luminoasă punctuală, care în primul caz se află pe axa de simetrie, iar în al doilea caz într-o poziție laterală.

Pornind de la această situație vom pune în evidență influența celei de a doua surse plasînd-o în diferite poziții. În cazul în care acționează simultan cele două surse, fiecare dintre ele creează pe ecranul de observație cîte o figură de interferență formată din benzi luminoase alternate cu cele întunecoase. Pozițiile franjelor de interferență create de fiecare sursă depind de defazajul dintre undele „emise" de cele două fante. Astfel în cazul în care undele „emise" de cele două fante sunt în fază se formează o figură de interferență caracterizată prin prezența unei benzi luminoase în centrul ecranului. Pe măsură ce între undele emise apare un defazaj se produce o deplasare a franjelor de interferență pe ecranul de observație, deplasare care devine egală de exemplu, cu jumătate din distanța dintre cele două benzi luminoase alăturate în cazul în care undele emise sînt în antifază.

Este important de observat că deoarece-s-a presupus că cele două surse sînt necoerente între ele și undele rezultante obținute prin interferența razelor provenite de la cîte o singură sursă, care au trecut prin cele două fante, sînt de asemenea necoerente între ele. În cazul compunerii a două unde necoerente între ele, intensitatea undei rezultante este egală pur și simplu cu suma intensităților undelor componente, aceasta datorîndu-se faptului că variațiile bruște întîmplătoare ale fazei sînt independente în cele două unde. În consecință pentru a determina intensitatea undei rezultante în punctele ecranului de observație în cazul

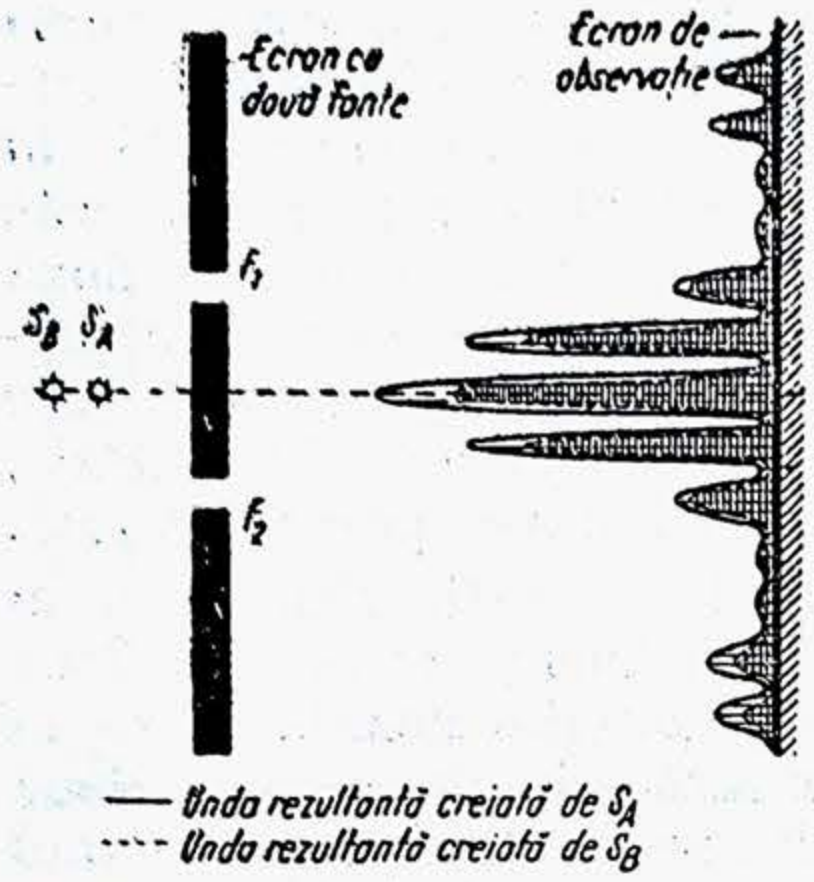


Fig. 2.85. Experiență de interferență cu două surse punctuale în cazul în care ambele se află pe axa de simetrie a dispozitivului

în care acționează simultan ambele surse trebuie să adunăm intensitățile undelor create de fiecare sursă în parte.

Considerăm că prima sursă S_A se află pe axa de simetrie a dispozitivului. Undele emise de aceasta străbat distanțe egale pînă la cele două fante. În consecință „sursele" din dreptul fantelor emit unde în fază și ca atare pe ecranul de observație se formează o figură de interferență caracterizată prin prezența unei franje luminoase în centru.

Dacă plasăm cea de a doua sursă S_B de asemenea pe axa de simetrie a dispozitivului atunci repetînd aceleași raționamente rezultă că aceasta formează pe ecranul de observație o figură de interferență caracterizată prin prezența unei franje luminoase în centrul acestuia.

Pentru a determina distribuția intensității undei rezultate în cazul în care cele două surse acționează simultan trebuie să adunăm intensitățile undelor create de cele două surse (fig. 2.85). Această operație nu a fost efectuată pentru a nu complica desenul. După cum se observă din fig. 2.85 prezența celei de a doua surse plasată ca și prima pe axa de simetrie a dispozivului, determină o accentuare a intensității franjelor luminoase.

Situația se modifică radical dacă cea de a doua sursă S_B nu mai este dispusă pe axa de simetrie a dispozitivului, ci într-o poziție laterală (fig. 2.86). În acest caz undele de la această sursă străbat drumuri neegale pînă la cele două fante. Astfel, pentru cazul reprezentat în fig. 2.86 drumul pînă la fanta superioară este mai mic decît cel pînă la fanta inferioară. În consecință undele „emise" de fanta inferioară sînt defazate în urma celor „emise" de cea superioară. Figura de interferență produsă de cea a doua sursă nu se mai caracterizează deci prin prezența

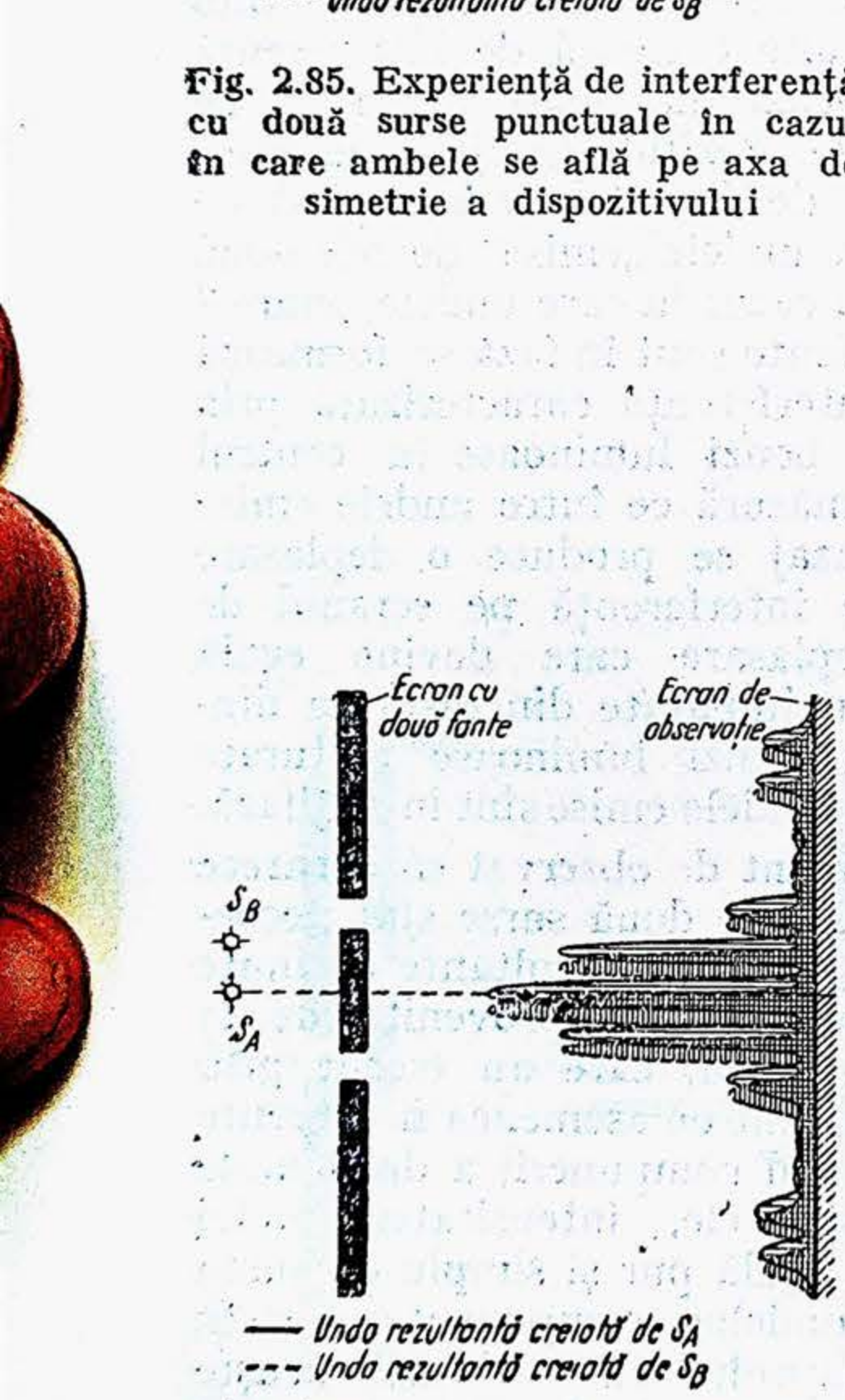


Fig. 2.86. Experiență de interferență cu două surse punctuale în cazul în care una se află pe axa de simetrie a dispozitivului, iar cealaltă într-o poziție laterală

unei franje luminoase în centrul ecranului de observație.

Dacă se adună intensitățile undelor rezultante create de fiecare sursă în parte, operație care nu a fost efectuată pentru a nu complica desenul, atunci se observă că contrastul dintre franjele de interferență care se formează în acest caz este mai mic decît cel din situația în care acționa numai cîte o singură sursă.

Dacă cea de a doua sursă S_B are o asemenea poziție în spațiu încît o franjă de interferență luminoasă creată de aceasta coincide cu o franjă de interferență întunecoasă determinată de prima sursă S_A atunci franjele rezultante nu mai pot fi deosebite

Din motive de simplitate a raționamentelor s-a presupus că cele două surse sînt separate. Ori ce izvor real de lumină are o anumită extindere spațială. Rezultă că cele două surse pot fi considerate că reprezintă două puncte ale unui izvor real de lumină. Din analiza efectuată reiese că extinderea în direcție transversală a izvorului luminos determină coerența spațială a fasciculului emis. Din acest motiv *coerența spațială se mai numește și transversală, iar cea temporară — longitudinală.*

În realitate fenomenele sînt mai complexe, deoarece după cum vom vedea un atom component al unei surse de lumină poate să influențeze prin emisie stimulată procesul de radiație electromagnetică a unui atom vecin. Rezultă deci că două puncte vecine nu pot fi considerate ca fiind două surse total independente între ele.

Pentru ca aspectele temporare și spațiale ale coerenței să apară mai clar, în fig 2.87 au fost reprezentate o undă perfectă coerentă, atît temporar cît și spațial, o undă perfect coerentă spațial însă necoerentă temporar, o undă perfect coerentă temporar însă necoerentă spațial și o undă necoerentă atît spațial cît și temporar.

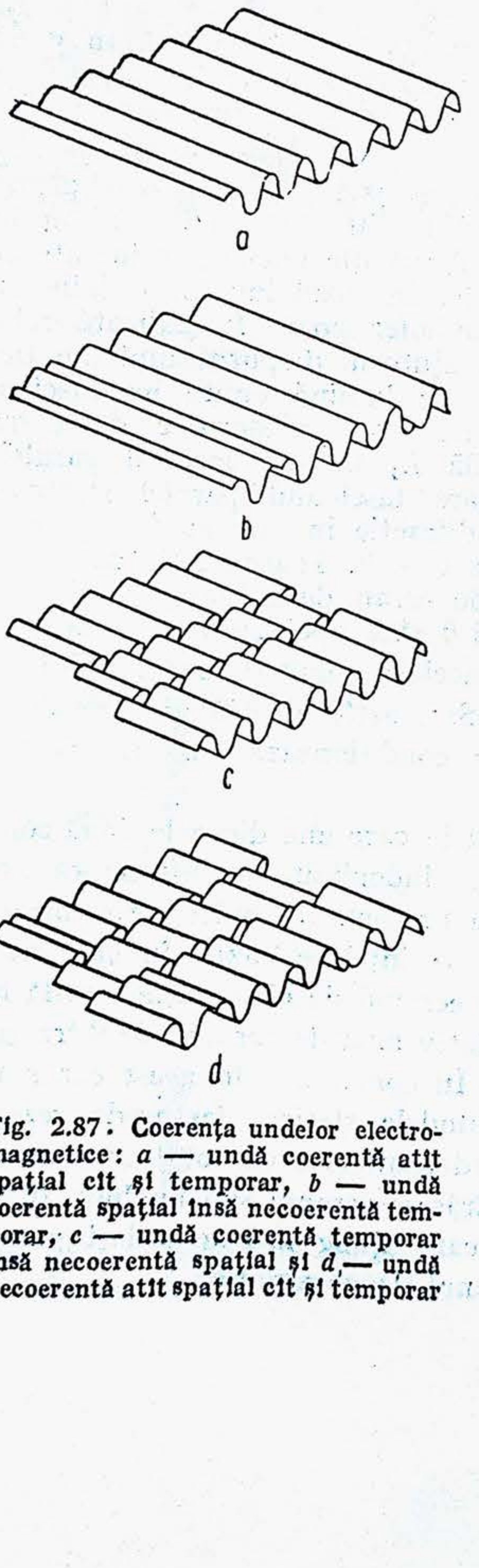


Fig. 2.87. Coerența undelor electromagnetice: *a* — undă coerentă atît spațial cît și temporar, *b* — undă coerentă spațial însă necoerentă temporar, *c* — undă coerentă temporar însă necoerentă spațial și *d* — undă necoerentă atît spațial cît și temporar

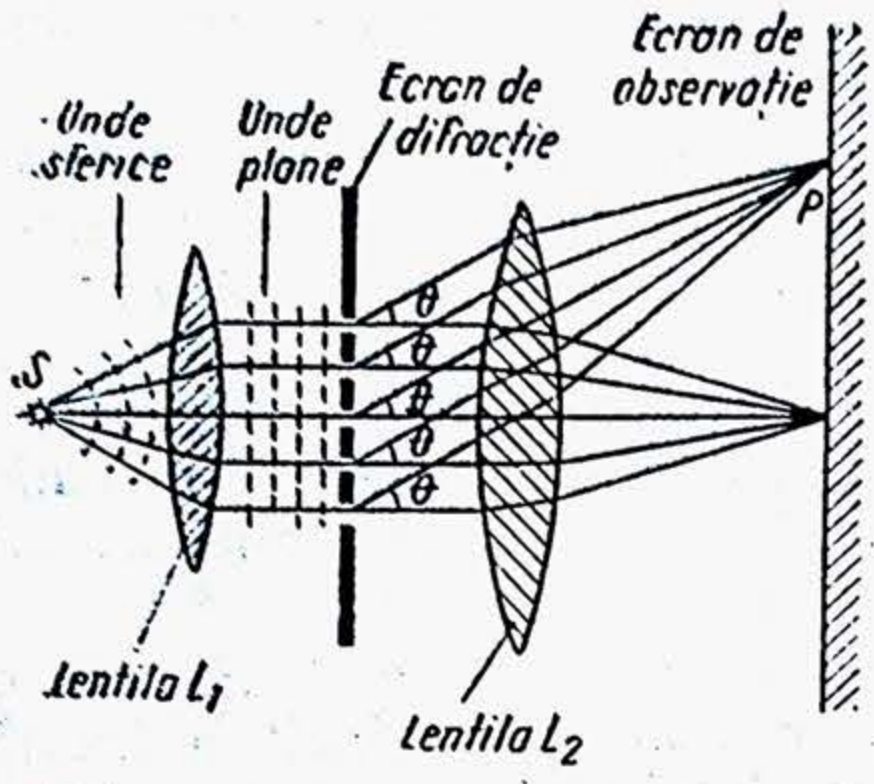


Fig. 2.88. Digfracția Fraunhofer

2.1.9. DIFRACȚIA UNDELOR ELECTROMAGNETICE

Fenomenele de difracție se clasifică în *difracție Fraunhofer* și *difracție Fresnel.*

Difracția Fraunhofer sau în lumină paralelă apare în cazul în care unda incidentă poate fi considerată ca fiind plană, iar unda difractată este studiată în punctele unui ecran de observație situat la o distanță relativ mare de ecranul de difracție.

Aceasta înseamnă că razele care pleacă de la ecranul de difracție la un punct de pe ecranul de observație pot fi considerate ca fiind paralele. În cazul luminii vizibile difracție Fraunhofer poate fi realizată relativ ușor cu ajutorul dispozitivului din fig. 2.88. Sursa de lumină emite un fascicul divergent. El este transformat de către prima lentilă L_1 într-un fascicul paralel. În continuare fasciculul paralel străbate ecranul de difracție în care au fost practicate diferite orificii. Toate razele care sînt difractate de ecran de-a lungul unui aceluiași unghi θ sînt apoi „adunate" de lentila L_2 în același punct P al ecranului de observație. Sînt astfel satisfăcute cele două cerințe care condiționează difracția Fraunhofer.

În cazul în care una din cele două condiții nu este îndeplinită se afirmă că are loc difracția Fresnel. De obicei prin difracția Fresnel se înțelege cazul în care atît sursa cît și ecranul de obsrevație se află la distanțe relativ mici de ecranul de difracție (fig. 2.89). În consecință în acest caz sînt difractate undele sferice, iar unda rezultantă este determinată de totalitatea razelor care părăsesc ecranul sub unghiuri diferite, însă care ajung într-un același punct de pe ecranul de observație.

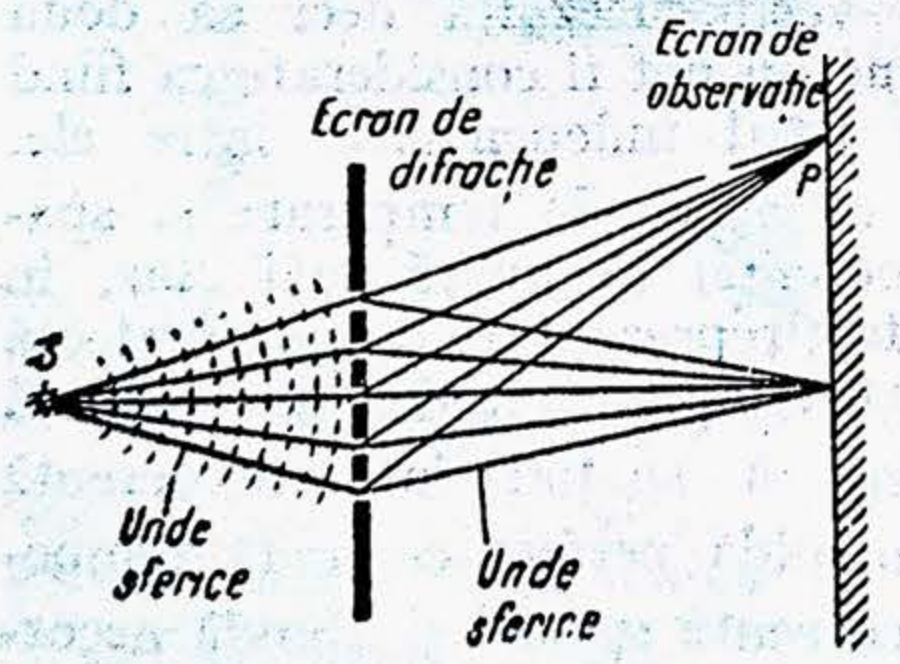


Fig. 2.89. Difracția Fresnel

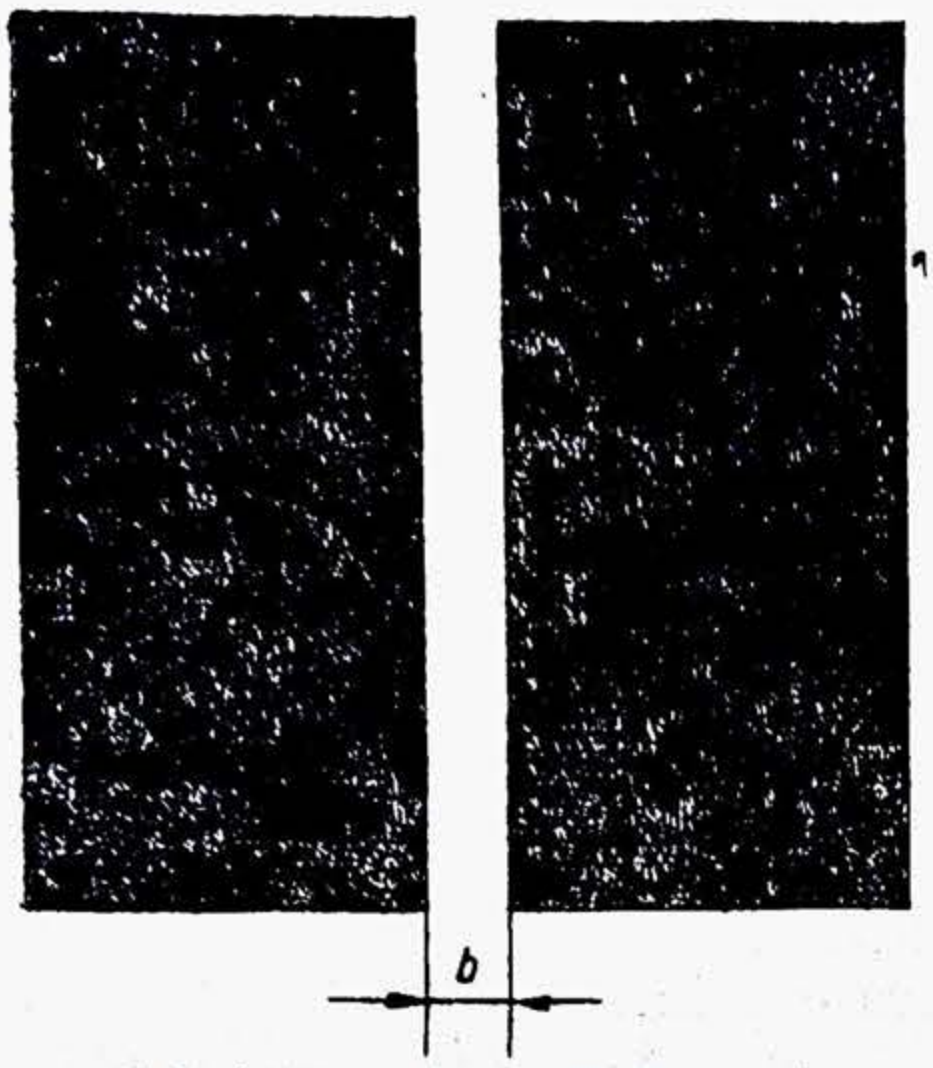


Fig. 2.90. Ecran de difracţie cu o fantă

Cazul în care undele incidente sînt sferice iar ecranul de observaţie se află la o distanţă relativ mare este neinteresant din punctul de vedere al electronicii cuantice.

Vom începe cu studiul difracţiei Fraunhofer deoarece este mai uşor de urmărit. Cazul cel mai simplu apare în situaţia în care un fascicul de unde paralele întîlneşte în drumul său un ecran opac prevăzut cu o fantă de lăţime b şi de înălţime infinită (fig. 2.90). Evident este suficient ca înălţimea să fie de 10—20 ori mai mare decît lăţimea pentru ca fanta să poată fi considerată ca fiind infinită.

În conformitate cu principiul Huygens-Fresnel punctele situate în dreptul fantei devin surse de unde secundare, coerente între ele. Aşa după cum s-a arătat intesitatea undei difractate într-un punct oarecare de pe ecranul de observaţie este determinată de toate razele care pleacă din punctele situate în dreptul fantei sub acelaşi unghi θ (fig. 2.91).

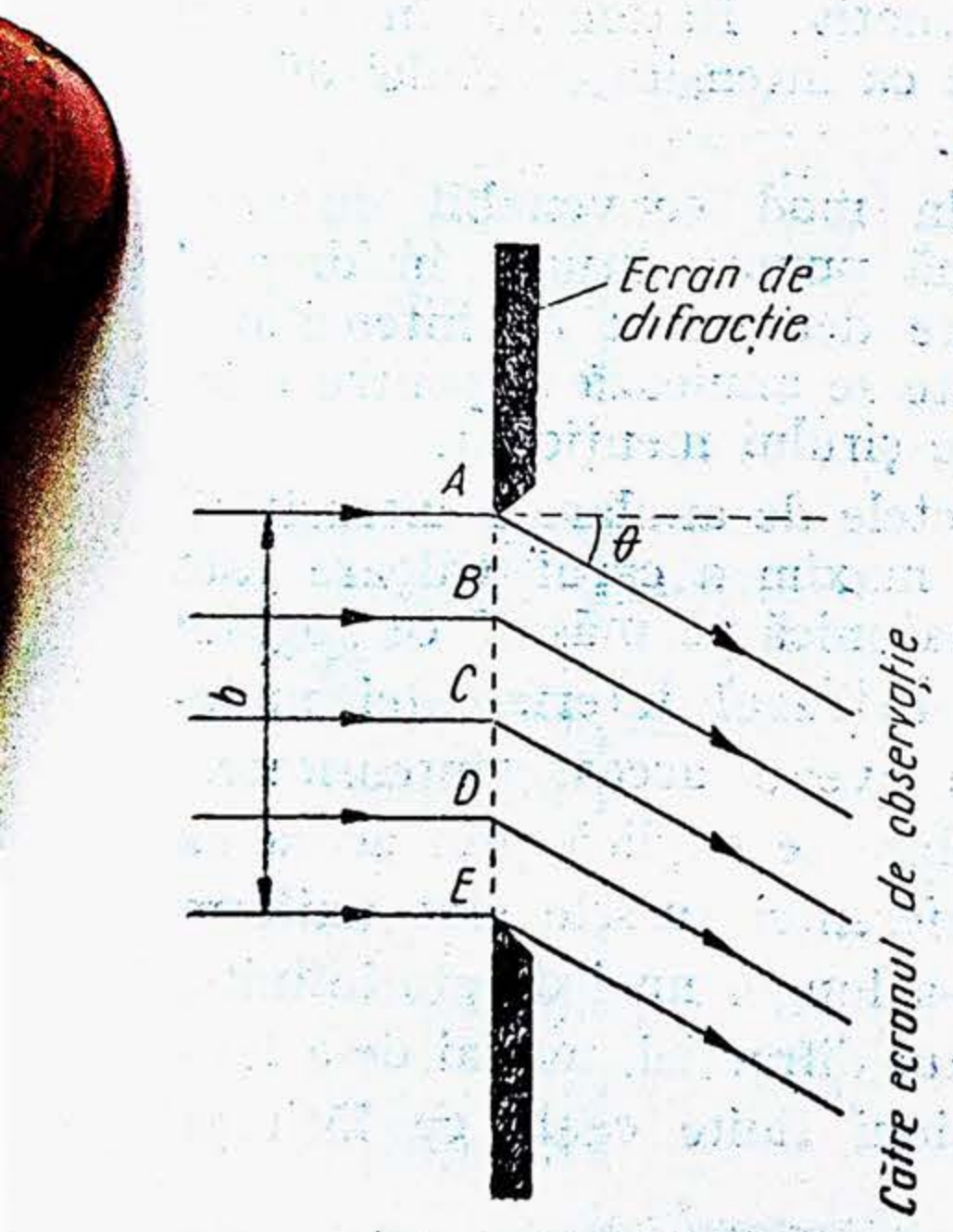


Fig. 2.91. Drumul razelor în cazul difracţiei produse de o fantă

De-a lungul direcţiei $\theta=0°$ diferenţele între drumurile parcurse de undele emise de punctele din dreptul fantei sînt nule, ceea ce înseamnă că în punctul central al ecranului de observaţie se obţine un maxim puternic.

În cazul în care unghiul θ are una din valorile date de relaţia $b \cdot sin\ \theta = 0, \pm\lambda, \pm 2\lambda, \ldots$ adică $b \cdot sin\ \theta/\lambda = 0, \pm 1, \pm 2 \ldots$ intensitatea undei difractate în această direcţie este nulă.

Pentru a demonstra această afirmaţie să considerăm undele emise de două puncte situate în dreptul fantei la o distanţă între ele egală cu $b/2$ (fig. 2.92). Diferenţa între drumurile străbătute de undele emise de aceste două puncte este egală cu $1/2 \cdot b \cdot sin\ \theta$. Dacă această diferenţă este egală cu un număr impar de $\lambda/2$, adică dacă $1/2 \cdot b \cdot sin\ \theta = \pm\lambda/2, \pm 3\lambda/2, \pm 5\lambda/2, \ldots$ ceea ce

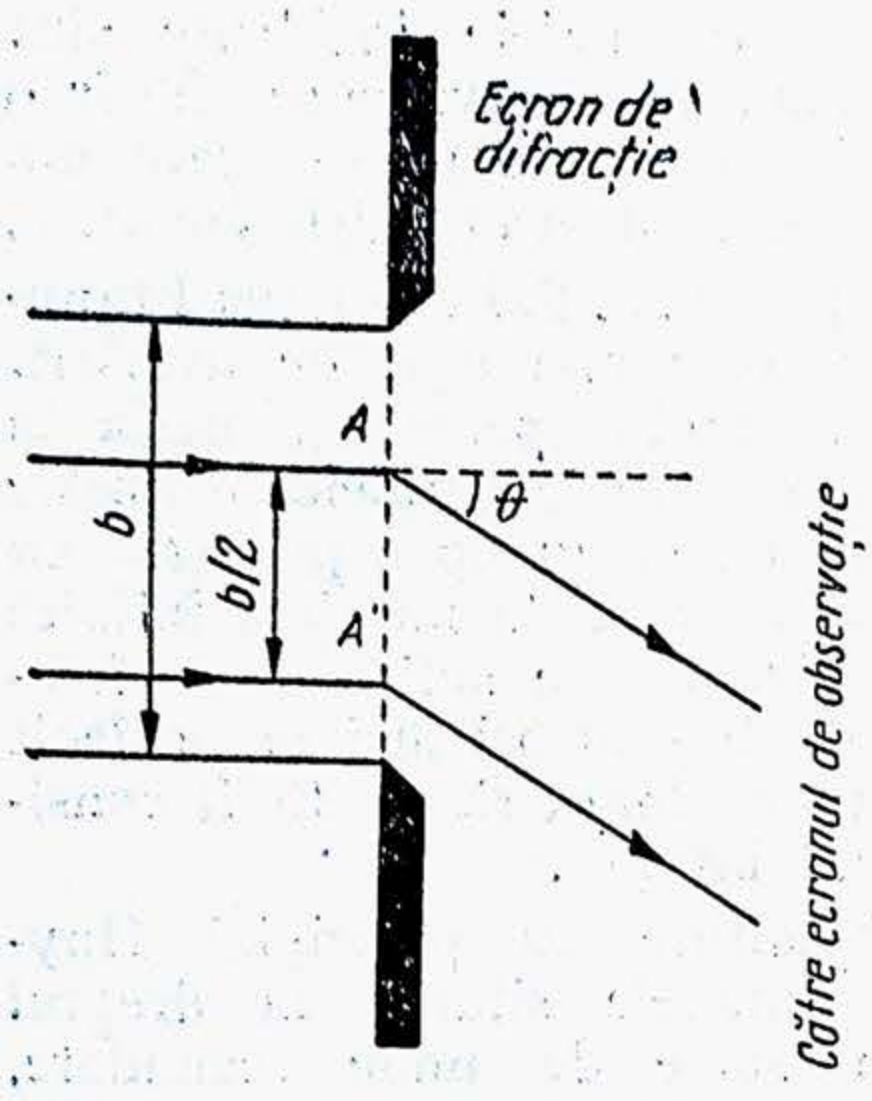


Fig. 2.92. Drumul străbătut de două raze emise de două puncte situate în dreptul fantei la o distanță egală cu umătate din lățimea b a acesteia

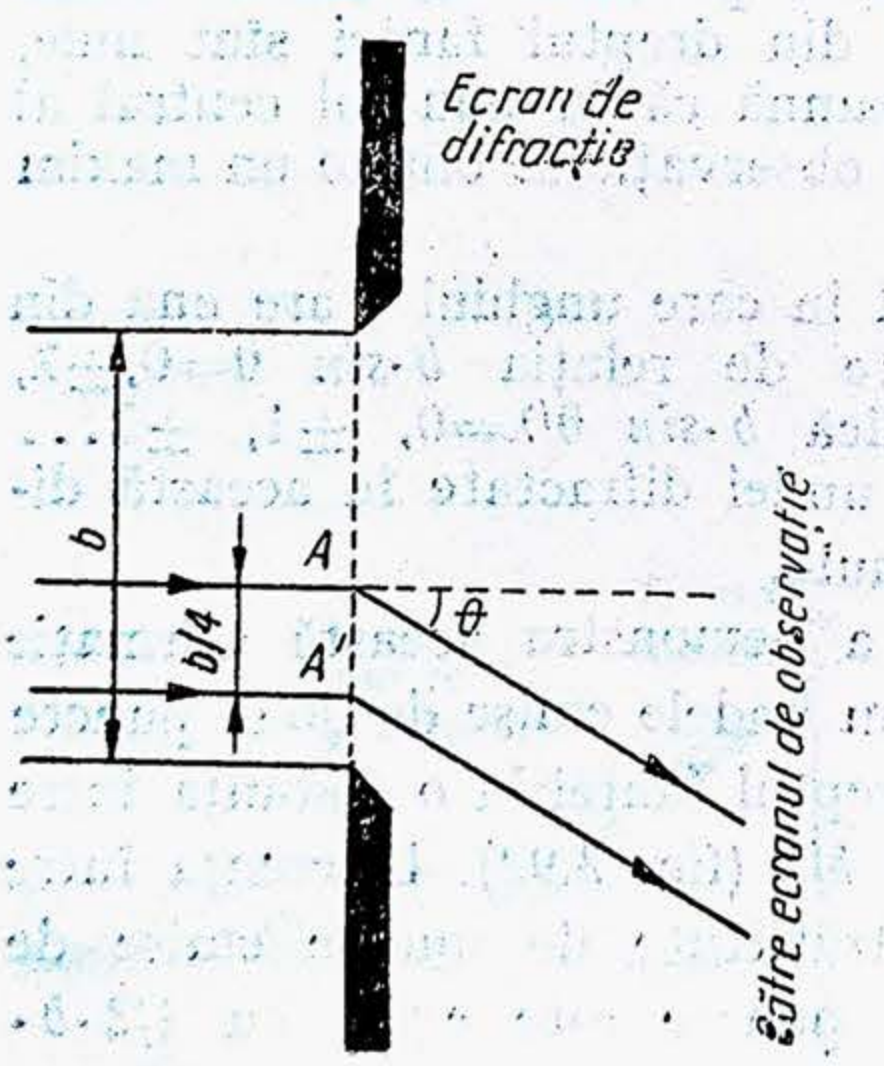


Fig. 2.93. Drumul străbătut de razele emise de două puncte situate în dreptul fantei la o distanță egală cu un sfert din lățimea b a acesteia

înseamnă că $b \cdot \sin \theta/\lambda = \pm 1, \pm 3, \pm 5, \ldots$ atunci cele două unde interferă distructiv și în consecință unda rezultantă are amplitudinea nulă.

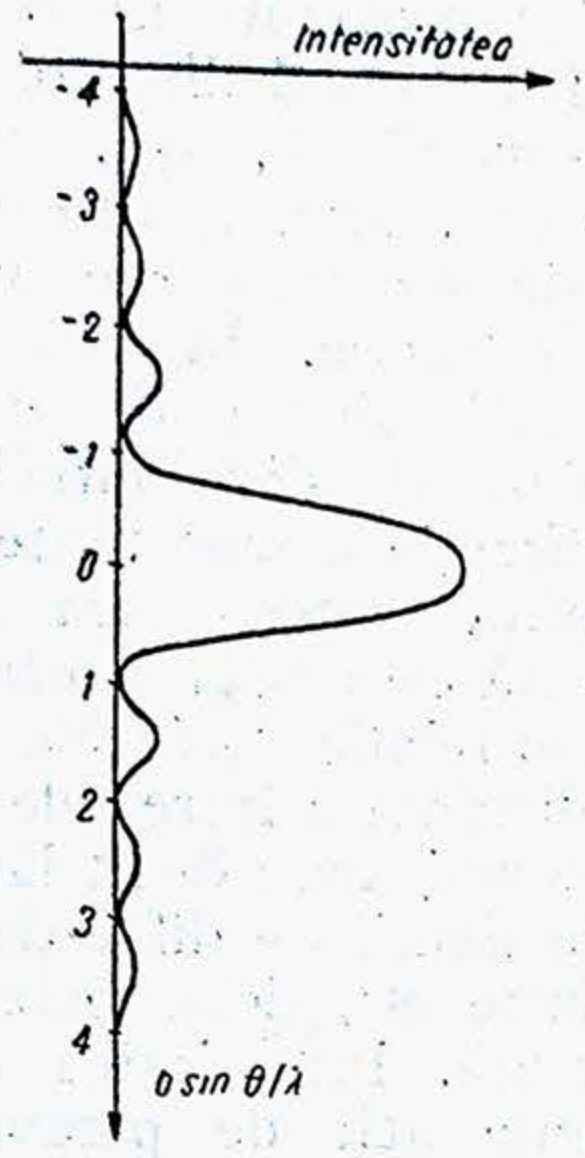
Deoarece pentru orice punct situat în prima jumătate a fantei există cîte un punct în cea de a doua jumătate, situat la distanța egală cu jumătate din lățimea acestuia, puncte care emit unde secundare ce interferă distructiv, rezultă că pentru direcțiile care satisfac relația $b \cdot \sin \theta/\lambda = \pm 1, \pm 3, \pm 5 \ldots$ intensitatea undei difractate este nulă.

În continuare vom considera două puncte separate printr-o distanță egală cu un sfert din lățimea fantei (fig. 2.93). Diferența dintre drumurile parcurse de cele două unde este egală cu $1/4 \cdot b \sin \theta$. Dacă această diferență este egală cu un număr impar $\lambda/2$, adică dacă $1/4 \cdot b \sin \theta = \pm \lambda/2$, $\pm 3\ \lambda/2$, $\pm 5\ \lambda/2, \ldots$. ceea ce înseamnă că $b \cdot \sin\theta/\lambda = \pm 2, \pm 6, \pm 10, \ldots$ atunci undele interferă distructiv. Raționînd în același mod se obține că intensitatea undei difractate este nulă.

Alegînd în mod convenabil distanța între cele două puncte situate în dreptul fantei se poate demonstra că intensitatea undei difractate se anulează și pentru celelalte valori ale șirului menționat.

Între punctele de anulare a intensității apare cîte un maxim a cărui valoare este din ce în ce mai mică pe măsură ce unghiul θ se mărește. În cazul interferenței undelor, maximele aveau aceeași intensitate. Această deosebire se explică prin aceea că în cazul interferenței sursele sînt uniform repartizate de-a lungul unei drepte infinite, pe cînd în cazul difracției, numai de-a lungul unei porțiuni finite egală cu lățimea fantei.

Intensitatea undei difractate în funcție de parametrul $b \cdot \sin \theta/\lambda$ este reprezentată



Variaţia intensităţii luminii
Fig. 2.94. în funcţie de parame- difractate trul $b \sin\theta/\lambda$

în fig. 2.94. Din această figură se observă că lărgimea maximului central este de două ori mai mare decît cea a tuturor celorlalte.

Avînd în vedere că maximul central este cel mai pronunţat putem considera cu suficientă aproximaţie că intensitatea undei difractate este practic diferită de zero numai între valorile $b \cdot sin\theta/\lambda = +1$, respectiv -1.

Deoarece unghiul θ are valori mici putem să considerăm că $\sin\theta \approx \theta$ ceea ce înseamnă că unda difractată este cuprinsă practic între direcţiile $\theta_1 = +\lambda/2b$ şi $\theta_2 = -\lambda/2b$. Unghiul $\Delta\theta$ dintre aceste direcţii este egal cu λ/b. În consecinţă un fascicul paralel după ce străbate o fantă devine divergent fiind cuprins practic în interiorul unui unghi egal cu raportul dintre lungimea de undă λ şi lăţimea b a fante (fig. 2.95).

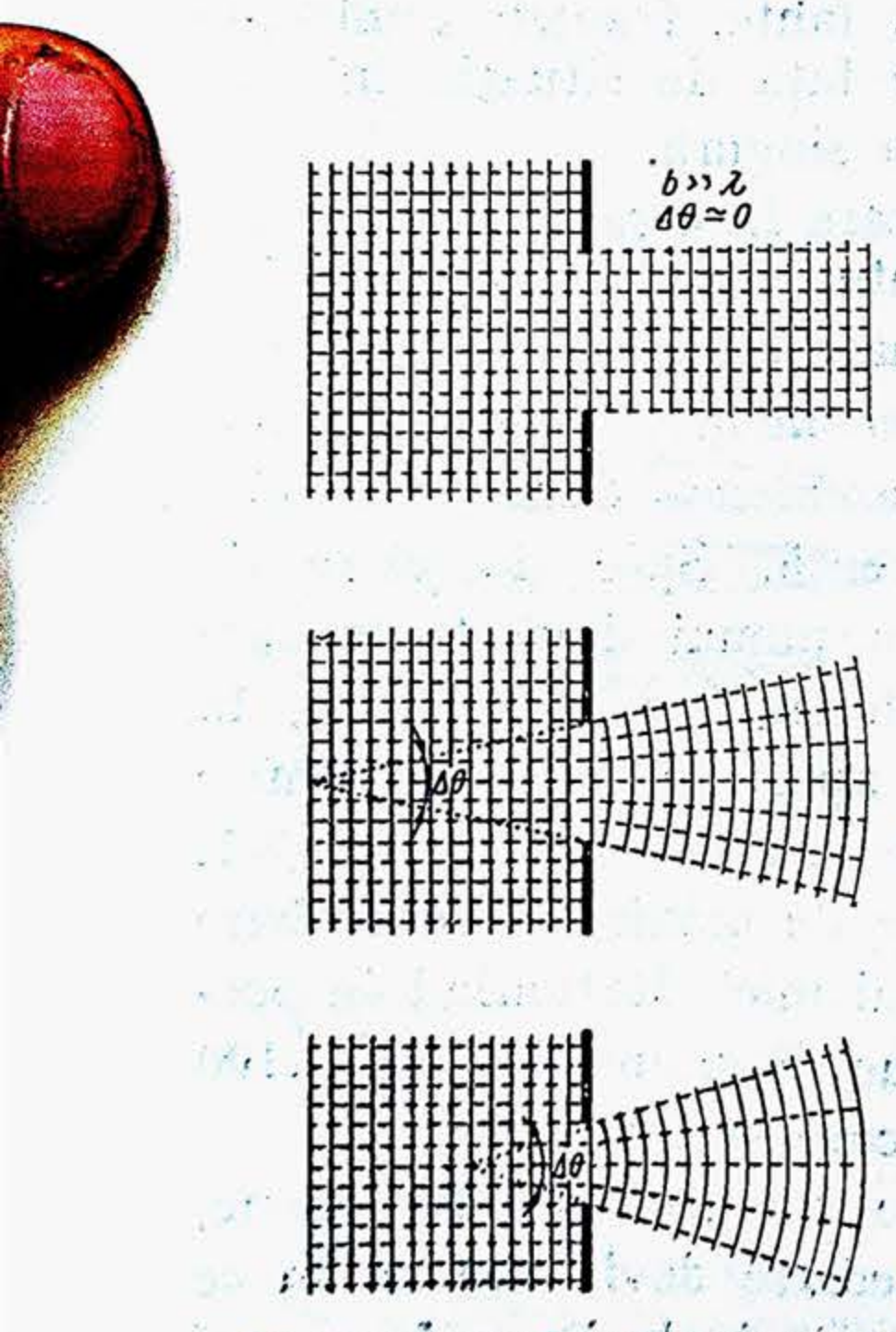


Fig. 2.95. Difracţia produsă de o fantă pentru diferite valori ale lăţimii b

Raţionamente pe care nu le vom reproduce arată că în cazul unei deschideri circulare unghiul $\Delta\theta$ are valoarea $1{,}22 \cdot \lambda/D$ unde D este diametrul deschiderii: (fig. 2.96).

Un interes deosebit prezintă cazul în care în ecranul de difracţie se practică un număr foarte mare, teoretic infinit de fante.

Esenţa fenomenelor apare mai clar dacă considerăm pentru început cazul în care au fost practicate numai două fante. Fantele au fiecare lăţimea b şi sînt situate la distanţa a între ele (fig. 2.97). Pentru a determina intensitatea undei difractate de acest ecran trebuie să studiem interferenţa undelor difractate de fiecare fantă în parte (fig. 2.98). Rezultă că în acest caz apare o combinaţie de difracţie cu interferenţă. Raţionînd în acelaşi mod ca la

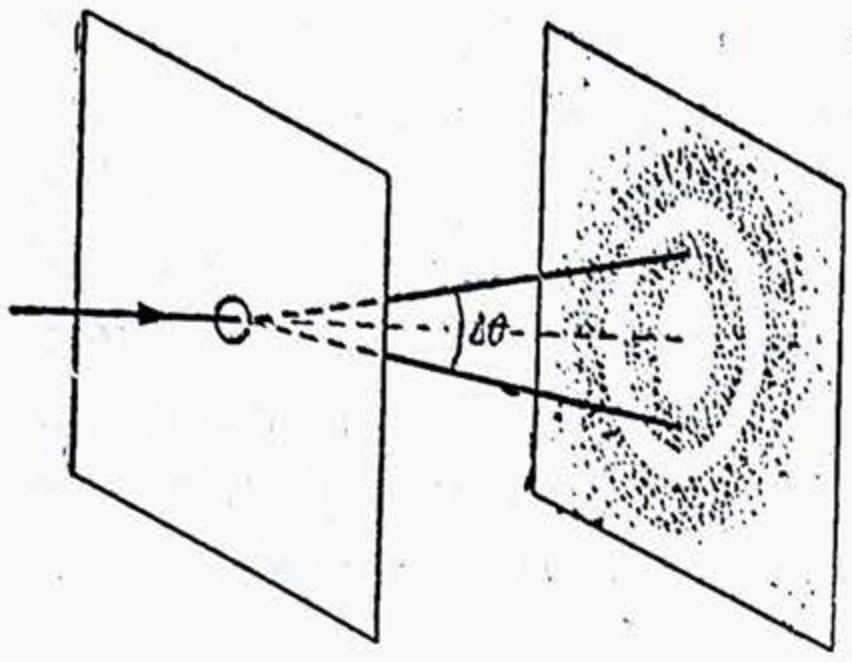


Fig 2.96. Difracția produsă de un orificiu circular

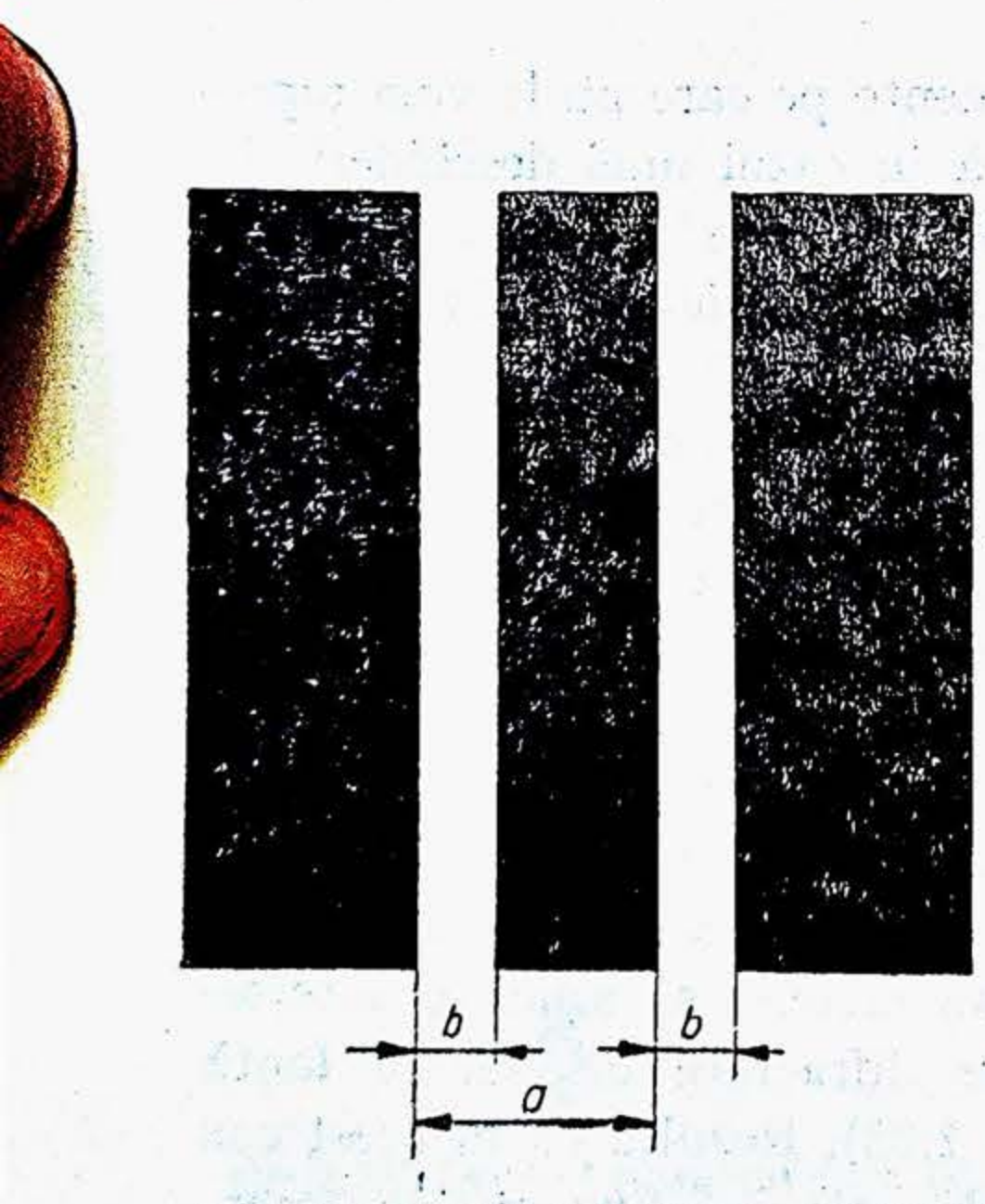


Fig. 2.97. Ecran de difracție cu două fante paralele

interferența undelor provenite de la două surse rezultă că de-a lungul direcțiilor care satisfac relația $a \cdot sin\ \theta/\lambda = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$ apare cîte un maxim. Aceste maxime nu mai au valori egale deoarece este prezent și fenomenul de difracție. În consecință distribuția intensității figurii de interferență este modulată de distribuția intensității figurii de difracție a unei fante. Așa după cum s-a arătat intensitatea undei difractate de o fantă este nulă pentru direcțiile care satisfac relația $b \cdot sin\ \theta/\lambda = \pm 1, \pm 2, \ldots$ Deoarece distanța a între cele două fante trebuie să fie mai mare decît lățimea rezultă că zerourile figurii de difracție sînt mai îndepărtate între ele, decît maximele figurii de interferență. Intensitatea undei difractate în funcție atît de parametrul $a \cdot sin\ \theta/\lambda$ cît și de parametrul $b \cdot sin\ \theta/\lambda$ este reprezentată în fig. 2.99.

Se observă că în situația în care ecranul conține două fante, franjele luminoase sînt mai înguste față de situația în care există numai una singură.

În cazul în care în ecran au fost practicate 4,8... fante deasemenea de lățimi egale cu b și situate la distanțe egale între ele cu a, esența fenomenelor rămîne aceeași, adică apare de asemenea difracție combinată cu interferență. Spre deosebire de cazul existenței a numai două fante care corespunde interferenței a două surse, în această situație apar pe lîngă maximele principale date de relația $a \cdot sin\ \theta/\lambda = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$ și o serie de maxime intermediare cu valori însă mai mici. Raționînd în același mod se obține diagrama din fig. 2.100 pentru cazul în care sînt 8 fante.

Pe măsură ce numărul fantelor crește, maximele intermediare devin din ce în ce mai mici, iar cele principale din ce în ce mai înguste.

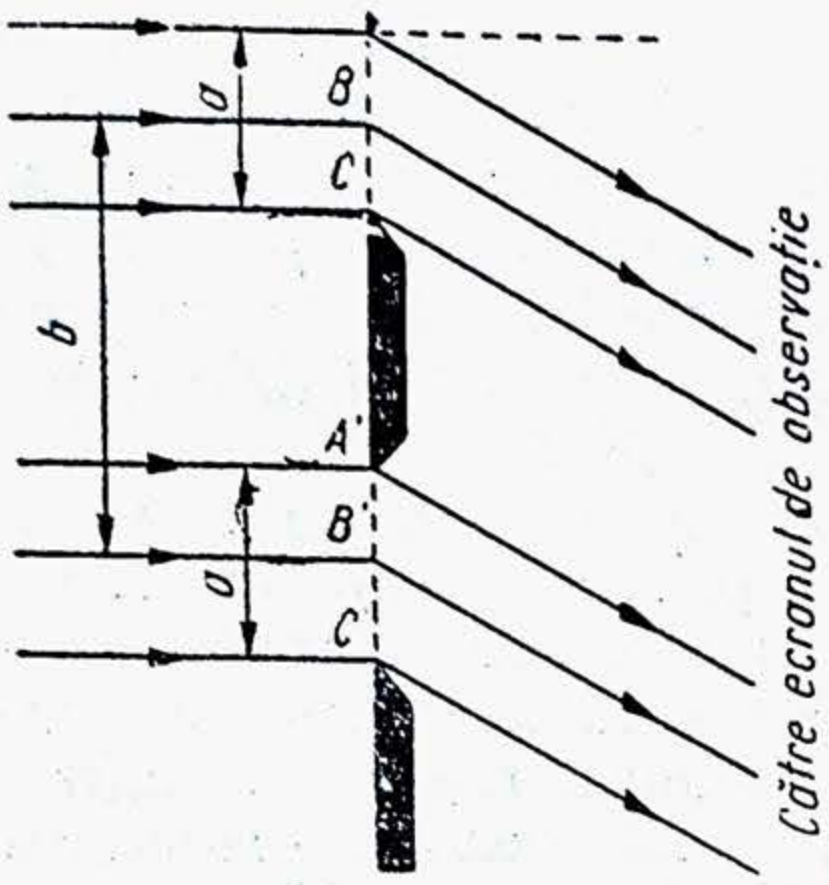


Fig. 2.98. Drumul razelor în cazul difracției produse de două fante paralele

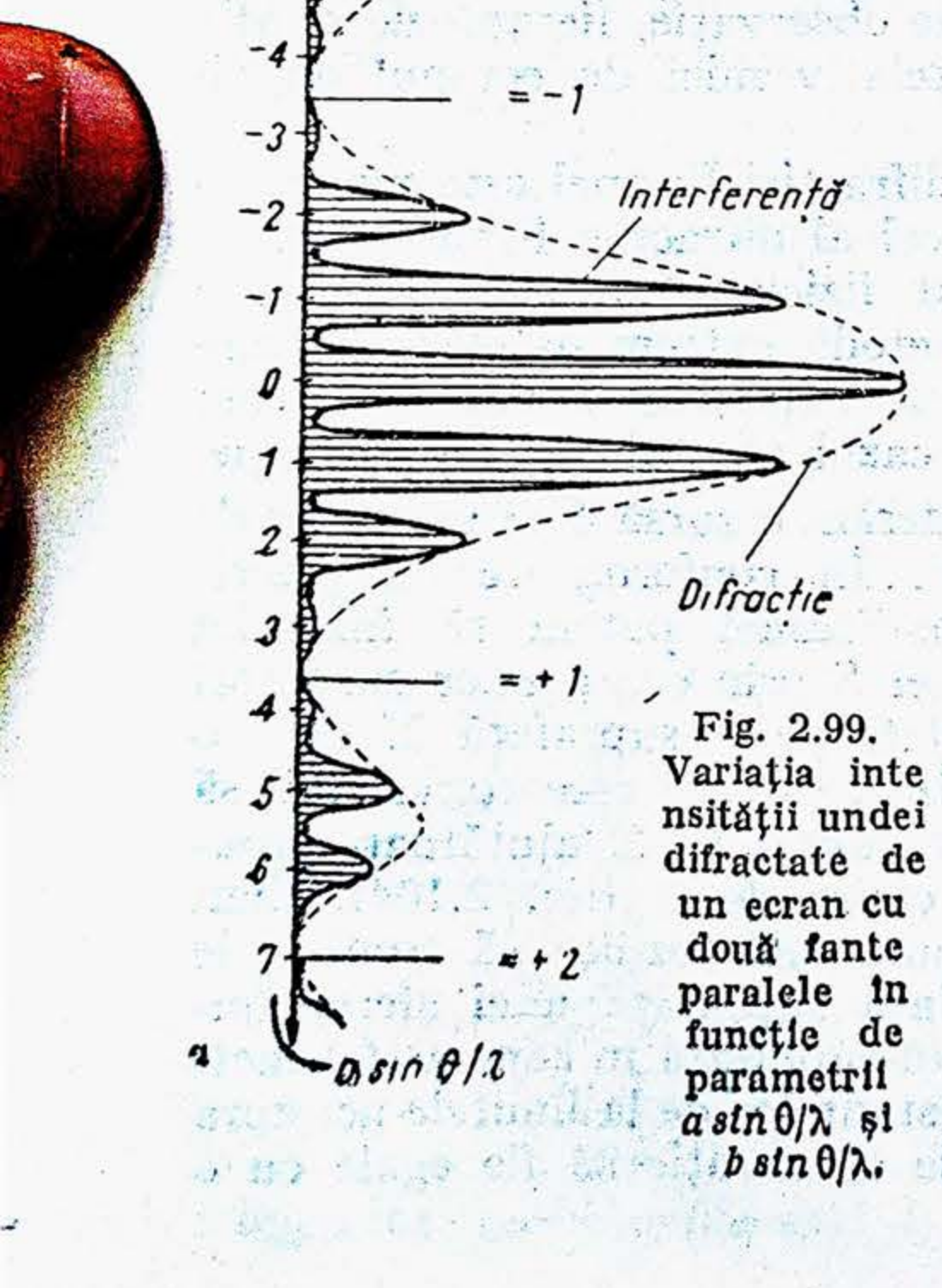


Fig. 2.99. Variația intensității undei difractate de un ecran cu două fante paralele în funcție de parametrii $a \sin\theta/\lambda$ și $b \sin\theta/\lambda$.

La limită cînd numărul fantelor devine infinit, maximele principale devin infinit înguste iar cele intermediare se anulează. Se numește ordinul de difracție al unui maxim valoarea lui n din relația $a \cdot \sin\theta/\lambda = \pm n$ care îl caracterizează. Astfel, pentru $n=0$ se obține maximul de ordinul zero, pentru $n=1$ maximul de ordinul întîi ș.a.m.d.

Un ecran în care au fost practicate un număr relativ mare de fante constituie ceea ce se numește o *rețea de difracție*. O rețea de difracție poate fi obținută dacă pe suprafața unei lame de sticlă fin prelucrată se trasează cu ajutorul unui diamant o serie de linii paralele foarte subțiri și apropiate. Aceste linii de-a lungul cărora sticla a fost zgîriată se comportă ca porțiuni opace. O asemenea rețea de difracție poate să aibă pînă la cîteva mii de fante pe centimetru. Difracția produsă de o asemenea rețea este reprezentată cu fig. 2.101.

Rețelele de difracție se utilizează pe scară largă pentru determinarea spectrului radiațiilor infraroșii, vizibile și ultraviolete. Să considerăm cazul în care asupra unei rețele de difracție cade un fascicul paralel format din două unde monocromatice: una R de culoare roșie și cealaltă V de culoare violet. Fiecare undă monocromatică își formează propria sa figură de difracție. Maximele de ordinul zero coincid pentru ambele radiații deoarece se formează pentrn $\theta=0$. Maximele de ordinul întîi se formează pe ecranul de observație la distanțe diferite de centru deoarece relația $a \cdot \sin\theta/\lambda = \pm 1$ este satisfăcută de cele două relații pentru valori diferite ale unghiului θ, avînd în vedere că lungimile de undă sînt inegale. Același fenomen se întîmplă și pentru maximele de ordin mai mare. În consecință pe ecranul de observație apar cîte două linii pentru fiecare maxim, cu excepția celui de ordinul zero (fig. 2.102). După poziția pe care o ocupă aceste linii se determină lungimea de undă.

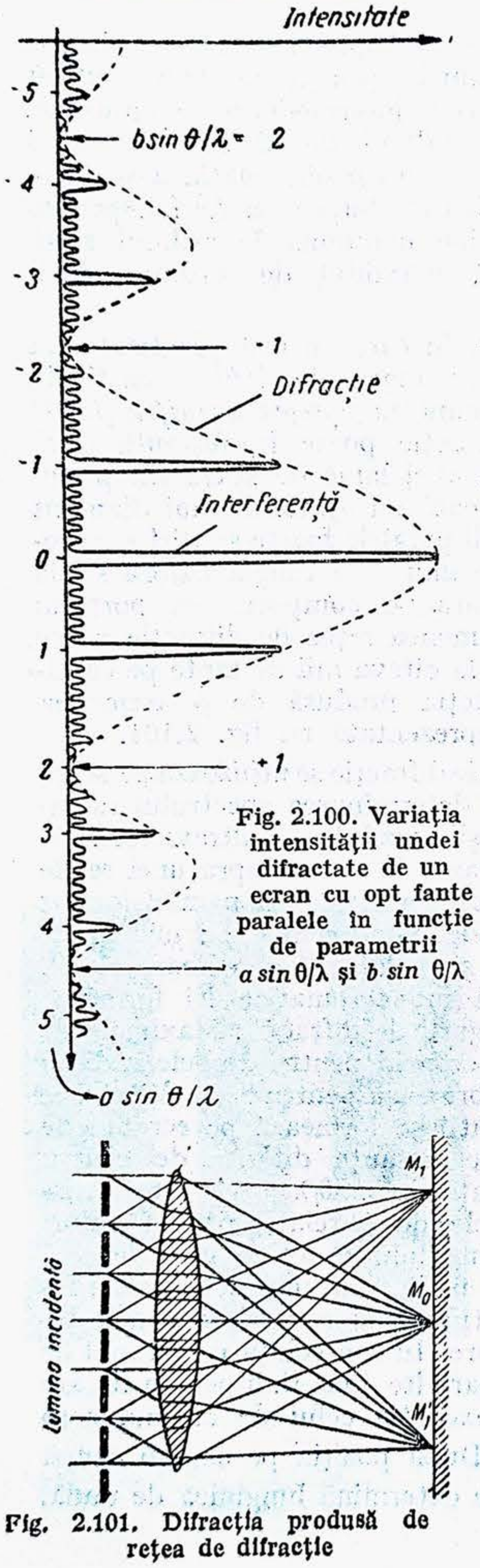


Fig. 2.100. Variația intensității undei difractate de un ecran cu opt fante paralele în funcție de parametrii $a \sin \theta/\lambda$ și $b \sin \theta/\lambda$

Fig. 2.101. Difracția produsă de rețea de difracție

În cazul în care fasciculul incident are o compoziție spectrală mai complexă, esența fenomenelor rămîne aceeași, fiecare componentă dînd naștere la cîte o linie. Măsurînd cu ajutorul unui detector convenabil intensitățile acestor linii se determină experimental spectrul radiației respective.

Schema unui spectroscop cu rețea de difracție este reprezentată în fig. 2.103. Spectroscopul este format dintr-un colimator cu ajutorul căruia se obține un fascicul paralel de lumină, rețeaua de difracție și telescopul care permite observarea figurii de difracție. Acest ansamblu este dispus pe un sistem mecanic care permite rotirea reciprocă a părților componente.

Este interesant de menționat că spre deosebire de spectroscopul cu prismă, în cel de difracție radiațiile roșii sînt deviate de-a lungul unor unghiuri mai mari deoarece au valori superioare ale lungimii de undă.

Difracția Fresnel apare în cazul în care fie sursa care generează undele incidente, fie punctul de observație, fie ambele se află la distanțe relativ mici de ecranul de difracție.

Studiul difracției Fresnel este mai complicat decît cel al difracției Fraunhofer. În secolul trecut fizicianul francez Fresnel a elaborat o metodă extrem de elegantă care ne permite să explicăm fenomenele care se petrec în cazul acestui tip de difracție.

Să considerăm o sursă S și un punct de observație P. În conformitate cu principiul Huygens-Fresnel putem să înlocuim acțiunea sursei S prin cea a unor emițători secundari aflați pe o suprafață Σ care o înconjoară. În acest caz este convenabil să alegem drept suprafață Σ ajutătoare frontul undelor emise de S (fig. 2.104). Cum sursa este punctuală rezultă că frontul de undă reprezintă suprafața unei sfere. Împărțim această suprafață în zone astfel încît diferențele distanțelor de la limitele acestora la punctul de observație să fie egale cu o

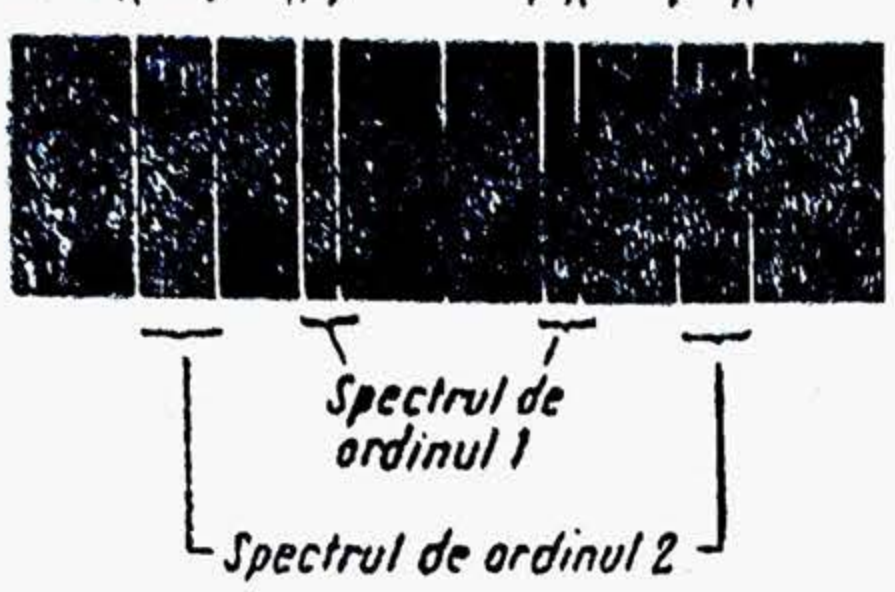


Fig. 2.102. Descompunerea unei unde formate din două radiații monocromatice, de către o rețea de difracție

Fig. 2.103. Schema unui spectroscop cu rețea de difracție

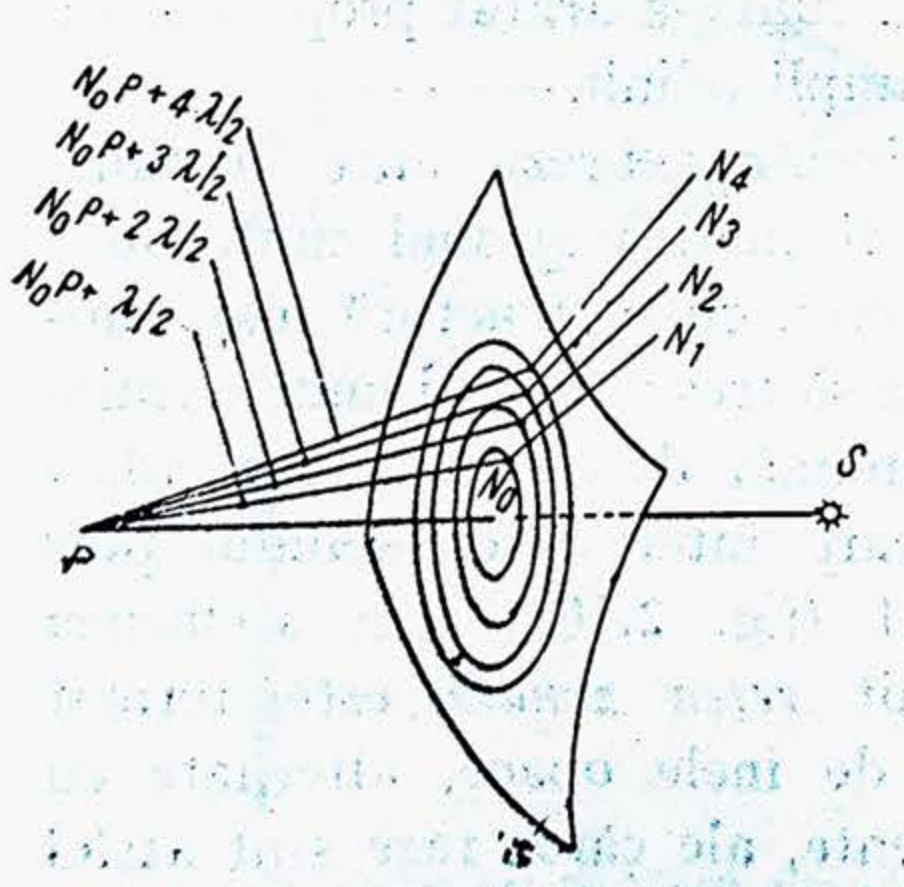


Fig. 2.104. Zonele lui Fresnel

semilungime de undă. Rezultă deci că N_1P este mai mare decît N_0P cu $\lambda/2$, N_2P cu $\lambda/2$ față de N_1P ș.a.m.d.

Dacă notăm cu A_1, A_2, A_3 amplitudinile undelor emise de zonele cu numărul de ordine corespunzător atunci amplitudinea A a undei rezultante din punctul P are valoarea

$$A=A_1-A_2+A_3-A_4+\ldots \qquad (2.1)$$

deoarece diferențele de drum între undele emise de două zone vecine fiind egale cu $\lambda/2$, rezultă că ele interferă distructiv.

Șirul amplitudinilor A_1, A_2, A_3,... este ușor descrescător deoarece pe măsură ce crește numărul de ordine al zonei se mărește și distanța pînă la punctul de observație (fig. 2.105) Putem să considerăm cu suficientă aproximație că amplitudinea undei emisă de o zonă este egală cu media aritmetică a amplitudinilor undelor emise de zonele vecine. În consecință putem să scriem că $A_2=(A_1+A_3)/2$ ceea ce înseamnă că $A_1/2-A_2+A_3/2=0$, precum și alte relații asemănătoare pentru celelalte zone.

Amplitudinea undei rezultante din punctul P poate fi pusă sub forma $A=A_1/2+(A_1/2-A_2+A_3/2)+(A_3/2-A_4+A_5/2),+\ldots$ Parantezele au însă fiecare valoarea zero de unde rezultă că $A=A_1/2$. Din această relație putem să tregem două concluzii care par surprinzătoare: (1) amplitudinea undei rezultante din punctul P este egală cu jumătate din cea a undei emise de prima zonă și (2) contribuția primei zone la formarea undei rezultante din punctul P este egală cu cea a tuturor celorlalte.

Aceste concluzii ne permit să explicăm o serie de fenomene care par a fi paradoxale. Astfel să introducem între sursa S și punctul de observație P un disc circular a cărui rază să fie astfel aleasă încît să ecraneze prima zonă (fig. 2.106). Dacă se face o ase-

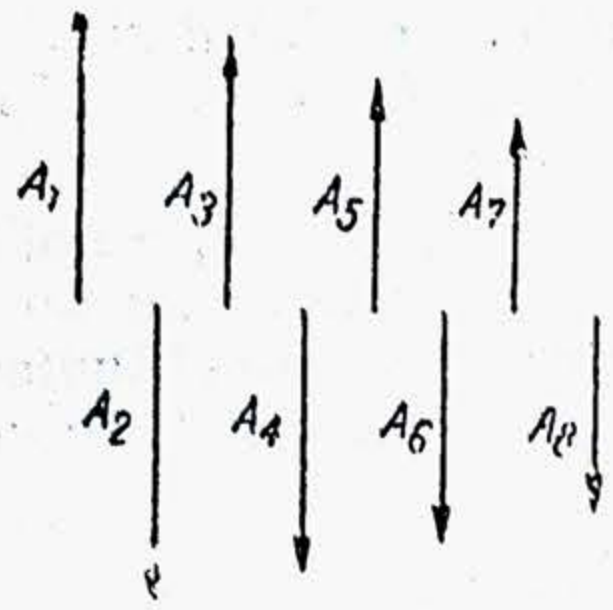


Fig. 2.105. Valorile amplitudinilor undelor emise de zonele lui Fresnel

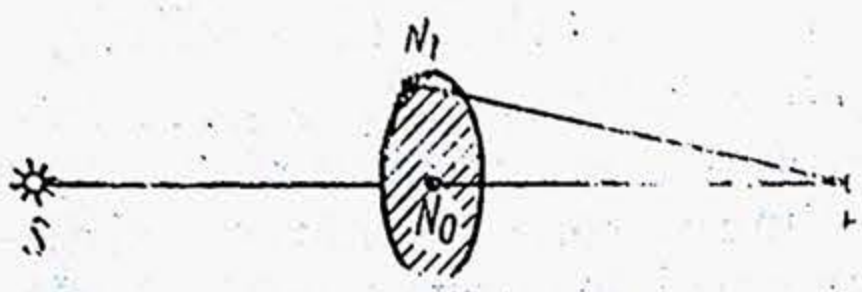


Fig. 2.106. Experiență de difracție cu un disc circular care reține undele radiate de prima zonă a lui Fresnel

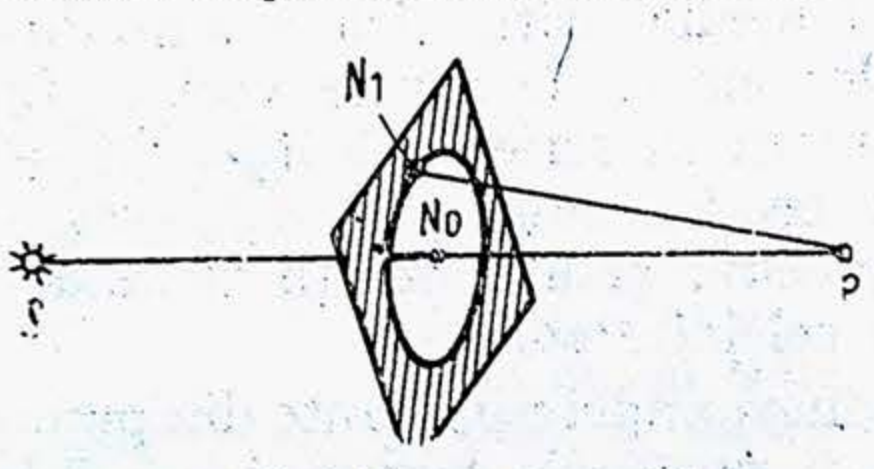


Fig. 2.107. Experiență de difracție cu un ecran prevăzut cu un orificiu circular care lasă să treacă numai undele radiate de prima zonă a lui Fresnel

Fig. 2.108. Rețea zonată

mența experiență atunci se constată că intensitatea luminii din punctul P rămîne nemodificată. Într-adevăr, deoarece amplitudinea undei rezultante din P este egală cu $A_1/2$ rezultă că amplitudinea undei determinată de toate celelalte zone cu excepția primei trebuie să fie egală cu $-A_1/2$ semnul minus arătînd că este în antifază, pentru ca prin adunarea cu cea a primei zone, adică cu A_1 să dea $A_1/2$ În consecință amplitudinea undei din P este egală cu $-A_1/2$ semnul minus arătînd faptul că în acest caz unda rezultată este defazată cu π față de situația corespunzătoare absenței ecranului.

O experiență și mai spectaculoasă se realizează dacă discul circular se înlocuiește cu un ecran în care a fost practicat un orificiu circular cu o asemenea rază încît să ecraneze toate zonele cu excepția primeia (fig. 2.107).

În acest caz amplitudinea undei din punctul P este egală cu A_1 deoarece este determinată numai de prima zonă. Față de cazul absenței ecranului amplitudinea se dublează ceea ce înseamnă că intensitatea devine de 4 ori mai mare, intensitatea fiind așa după cum s-a arătat proporțională cu pătratul amplitudinii.

Amplitudinea undei rezultante din punctul P poate fi mărită și mai mult dacă utilizăm un ecran cu o structură mai complexă care lasă să treacă numai undele emise de zonele cu număr de ordine impar, adică numai cele care intervin cu semnul plus în relația 2.1 (fig. 2.108). Un asemenea ecran denumit *rețea zonată* este format dintr-o serie de inele opace, alternate cu alte transparente, ale căror raze sînt astfel alese încît să realizeze cerința impusă. Ampli-

Fig. 2.109 Dispozitiv cu ajutorul căruia se modifică cu $\pi/2$ fazele undelor radiate de zonele cu număr de ordine par

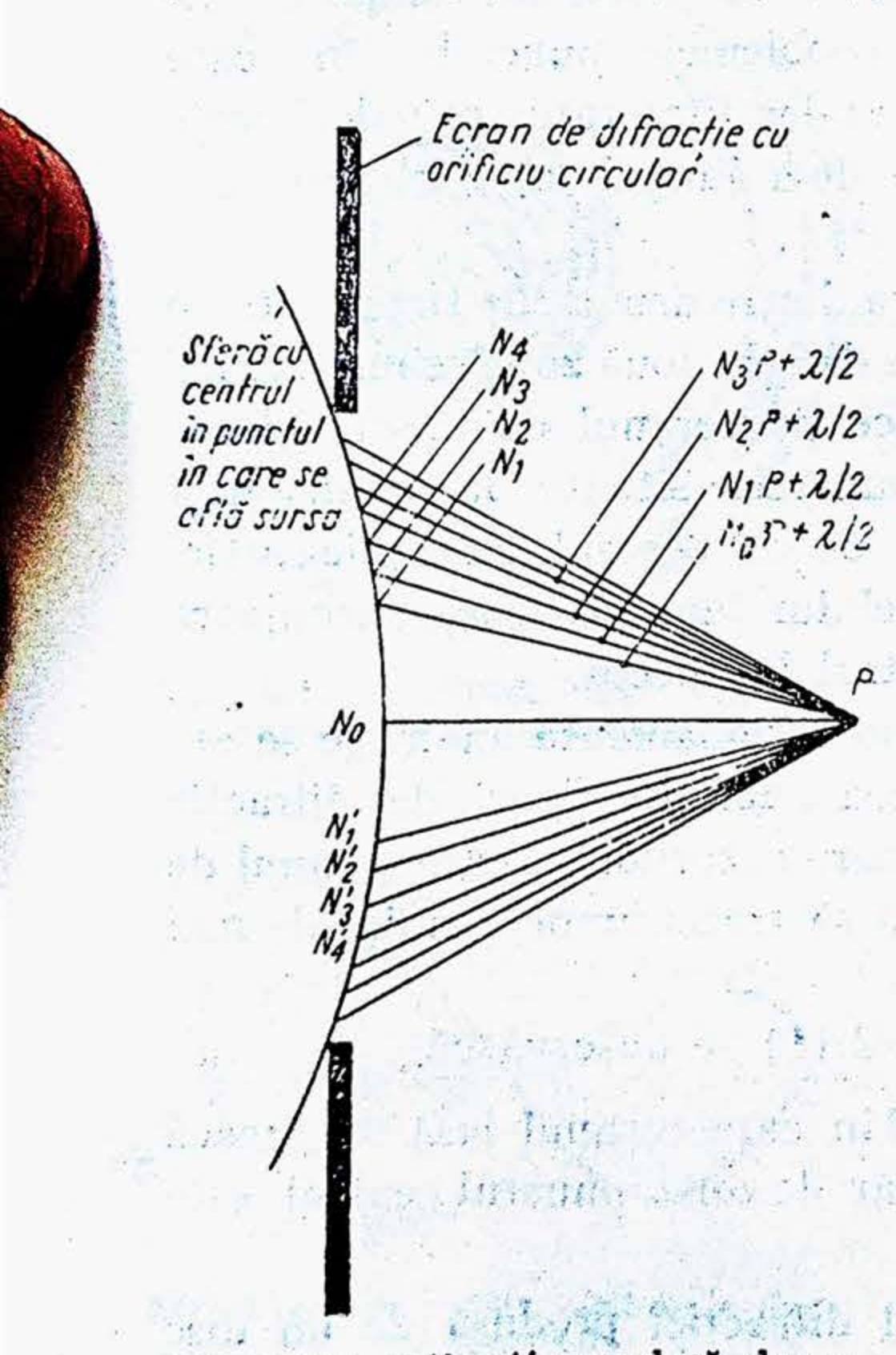


Fig. 2.110. Difracția produsă de un ecran prevăzut cu un orificiu circular

tudinea undei în punctul P în acest caz fiind egală cu $A_1+A_3+A_5+\ldots$este mai mare decît cea din cazul absenței rețelei care așa după cum s-a arătat are valoarea $A_1/2$.

Rețeaua zonată se comportă ca o lentilă convergentă.

O mărime și mai puternică se obține în cazul în care se utilizează un dispozitiv care modifică cu π fazele undelor emise de zonele cu număr de ordin par (fig. 2.109). În acest caz amplitudinea undei rezultante din punctul P este egală cu suma amplitudinelor undelor emise de toate zonele adică $A=A_1+A_2+A_3+A_4+\ldots$Un asemenea dispozitiv se realizează dintr-o plăcuță de sticlă de formă circulară în care porțiunile prin care trec radiațiile provenite de la diferite zone, au grosimi variabile astfel calculate încît datorită diferențelor dintre vitezele de propagare prin aer, respectiv prin sticlă, să se obțină defazajul dorit.

Teoria zonelor ne permite să explicăm foarte ușor fenomenele care se întîmplă atunci cînd lumina străbate ecrane cu diferite orificii sau obstacole, mai ales cînd acestea au forme simple.

Astfel să considerăm cazul în care lumina emisă de o sursă punctuală străbate un ecran de difracție cu un orificiu circular, ecranul fiind situat la o distanță de sursă care poate fi modificată (fig. 2.110).

Figura de difracție se formează pe un ecran de observație paralel cu cel de difracție Așezăm ecranul de difracție la o asemenea distanță de sursă încît acesta să lase să treacă numai undele emise de zona centrală. Pe ecranul de observație se obține un cerc luminos puternic, în care intensitatea luminii este de patru ori

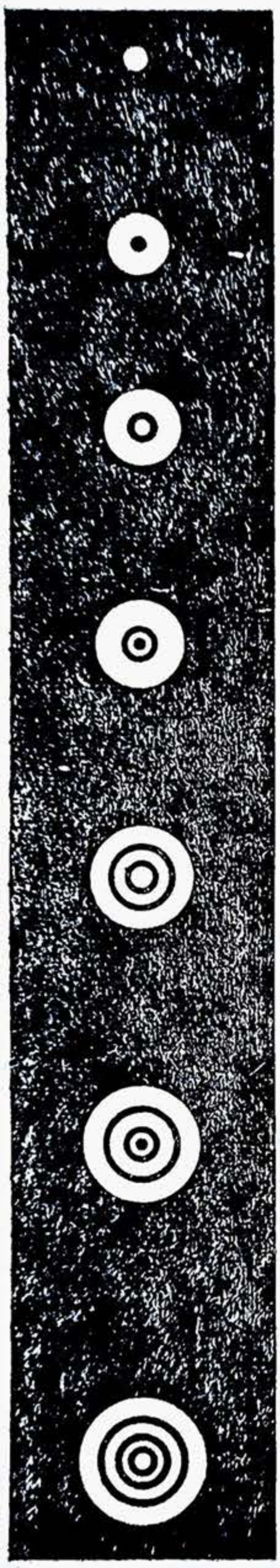


Fig. 2.111. Figurile de difracție care se obțin în cazul în care ecranul din fig. 2.110 se așează la o asemenea distanță încît lasă să treacă undele radiate de zonele cu numerele de la 1 pînă la 6

mai mare decît cea corespunzătoare absenței ecranului de difracție (fig. 2.111).

În continuare mărim distanța dintre sursă și ecranul de difracție astfel încît acesta să lase să treacă undele emise de primele două zone. În acest caz figura de difracție este formată dintr-un punct întunecos central, înconjurat de un inel luminos.

În punctul central, situat pe axa de simetrie a sistemului, undele emise de cele două zone sînt în antifază deoarece diferența dintre drumurile străbătute este egală cu $\lambda/2$ și în consecință ele interferă distructiv. Amplitudinile lor fiind foarte apropiate rezultă că ele se distrug reciproc.

Se observă că datorită simetriei cilindrice a problemei punctele în care intensitatea undei difractate are valori egale sînt dispuse de-a lungul unor cercuri concentrice.

Diferența dintre drumurile străbătute de undele emise de cele două zone se micșorează pe măsură ce pe ecranul de observație se consideră punctele situate la o distanță relativ mică de cel central. Se explică astfel formarea inelului luminos. care înconjoară punctul central întunecos.

Efectuînd raționamente analoage se explică formarea celorlalte figuri de difracție corespunzătoare cazurilor în care ecranul de difracție lasă să treacă undele emise de mai multe zone.

Din fig. 2.111 se observă că :

— în cazul în care ecranul lasă să treacă un număr par de zone punctul central este întunecat.

— în cazul difracției produsă de un disc circular cu centrul în punctul N_0 procedăm

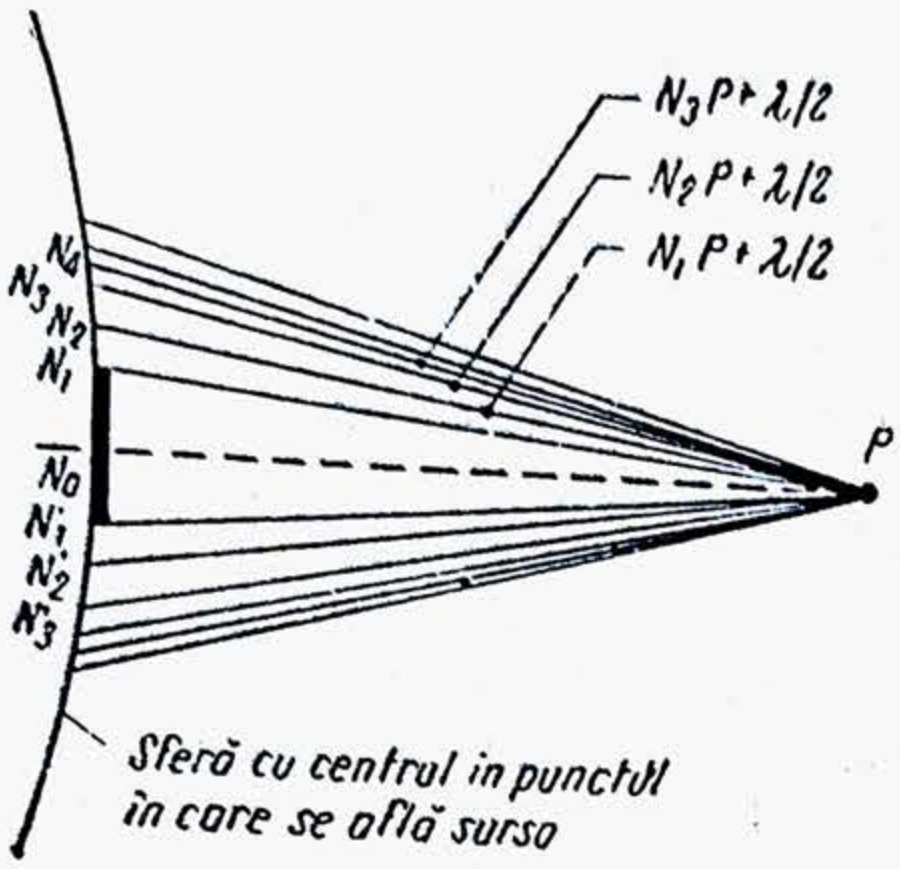


Fig. 2.112. Difracția Fresnel produsă de un disc circular

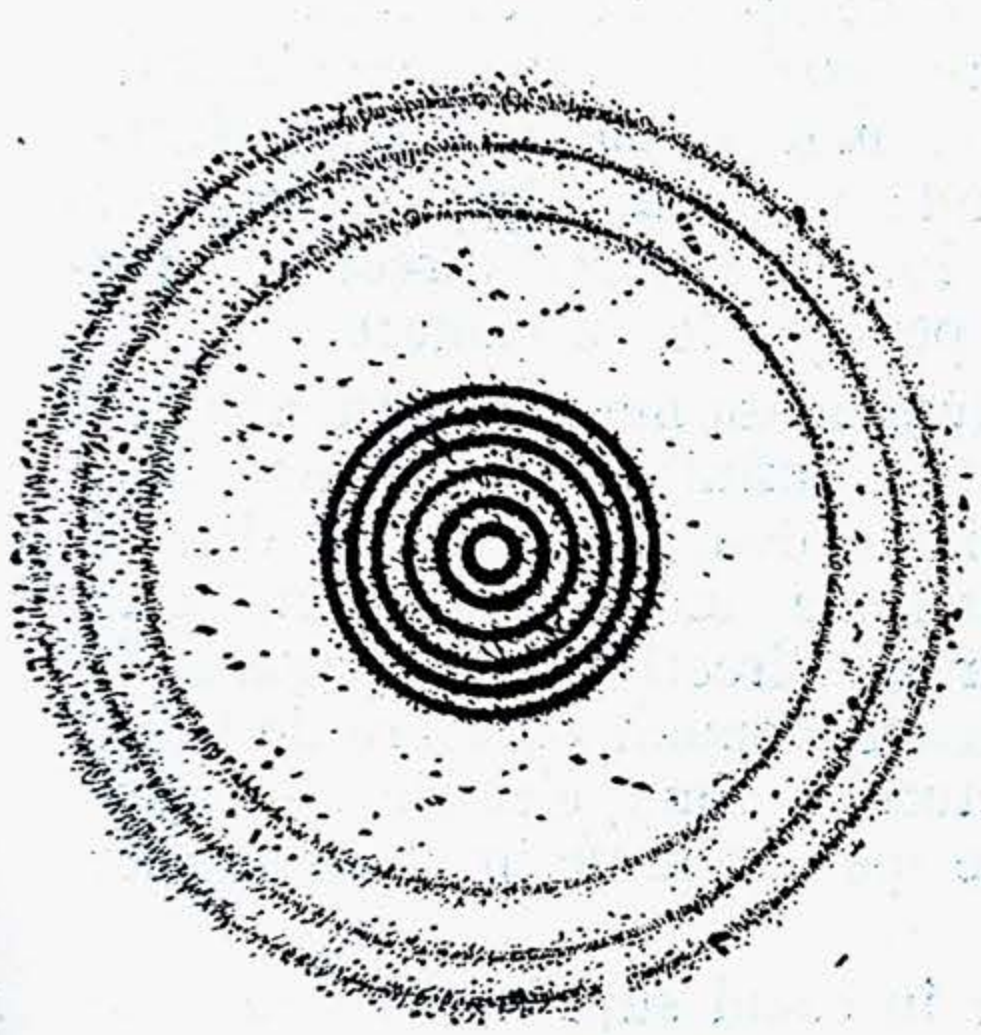


Fig. 2.113. Figura de difracție produsă de un disc circular

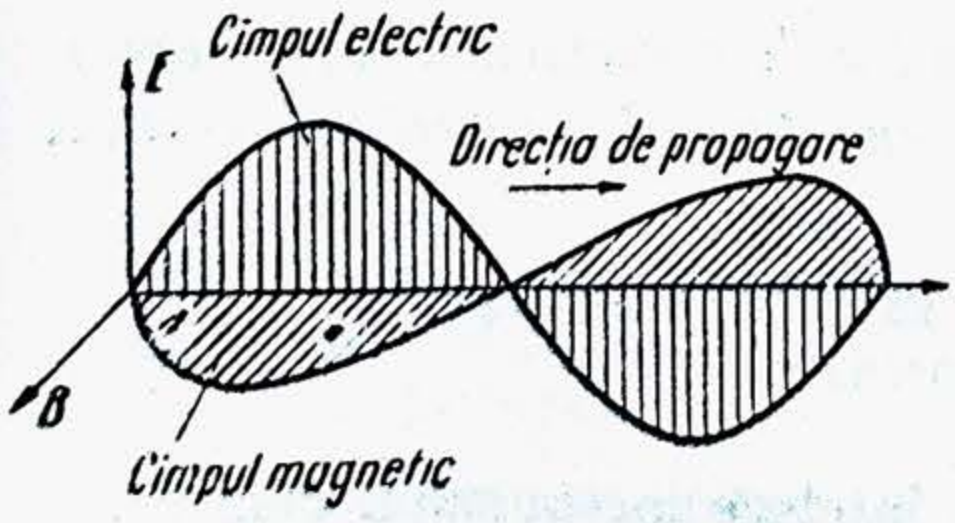


Fig. 2.114. Structura unei unde electromagnetice

în mod analog, construind zone ale lui Fresnel începînd de la extremitatea acestuia (fig. 2.112). Prima zonă a lui Fresnel reprezintă deci porțiunea din sfera cu centrul în izvorul luminos care este mărginită la interior de discul opac, iar la exterior de cercul cu rază $N_1P+\lambda/2$. Celelalte zone se construiesc apoi indentic. Efectuînd aceleași raționamente se obține că amplitudinea undei rezultante din P este egală cu jumătate din cea emisă de prima zonă.

În punctul P, adică în centrul umbrei geometrice, se formează un punct luminos, concluzie care pare paradoxală, însă care este verificată experimental (fig. 2.113). Datorită simetriei cilindrice punctul central luminos este înconjurat de inele alternate de umbră și lumină. Pe măsură ce ne îndepărtăm de punctul central, contrastul dintre inelele luminoase și cele întunecoase se estompează, pînă cînd se obține o iluminare uniformă a ecranului de observație.

2.1.10. POLARIZAREA UNDELOR ELECTROMAGNETICE

Undele electromagnetice fiind transversale rezultă că ele prezintă proprietăți de polarizare (fig. 2.114).

Unde cu o anumită stare de polarizare pot fi obținute dacă se poate controla procesul de emisie.

Această metodă este utilizată pe o scară largă în domeniul undelor radio, în care deplasarea electronilor are loc de-a lungul antenelor de emisie. Astfel de exemplu s-a arătat că un fir rectiliniu parcurs de un curent electric de înaltă frecvență radiază unde electromagnetice polarizate în care vectorul cîmp electric oscilează d

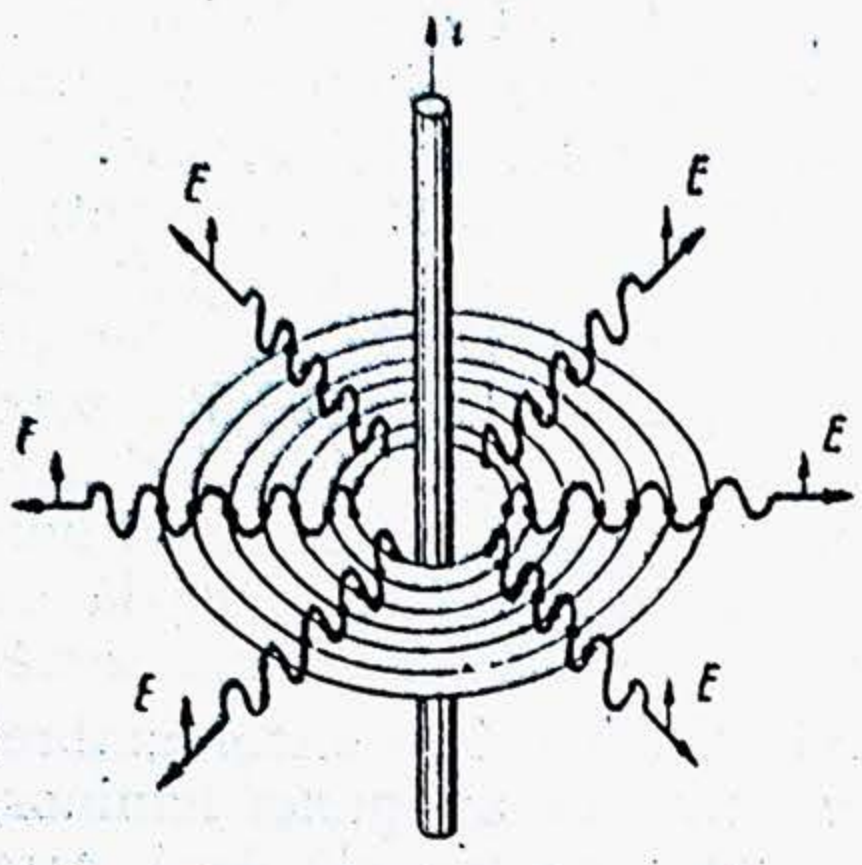


Fig. 2.115. Polarizarea undelor electromagnetice, emise de un fir rectiliniu infinit lung

lungul unei direcții paralele cu cea a firului (fig. 2.115)

În domeniul frecvențelor optice situația este mult mai complicată deoarece așa după cum s-a arătat la studiul coerenței fiecare atom reprezintă cîte un emițător individual. În cazul surselor obișnuite de lumină procesul de emisie al acestor atomi individuali nu poate fi controlat. În consecință fiecare atom emite o undă electromagnetică a cărei stare de polarizare diferă nu numai de la un atom la altul, dar și de la un moment de timp la celălalt. Unda emisă de către ansamblul acestor atomi reprezentînd rezultatul suprapunerii unor unde componente cu toate stările de polarizare posibile este nepolarizată, sau cum i se mai spune *naturală*. Într-o asemenea undă vectorul cîmp electric oscilează de-a lungul tuturor direcțiilor perpendiculare pe cea de propagare.

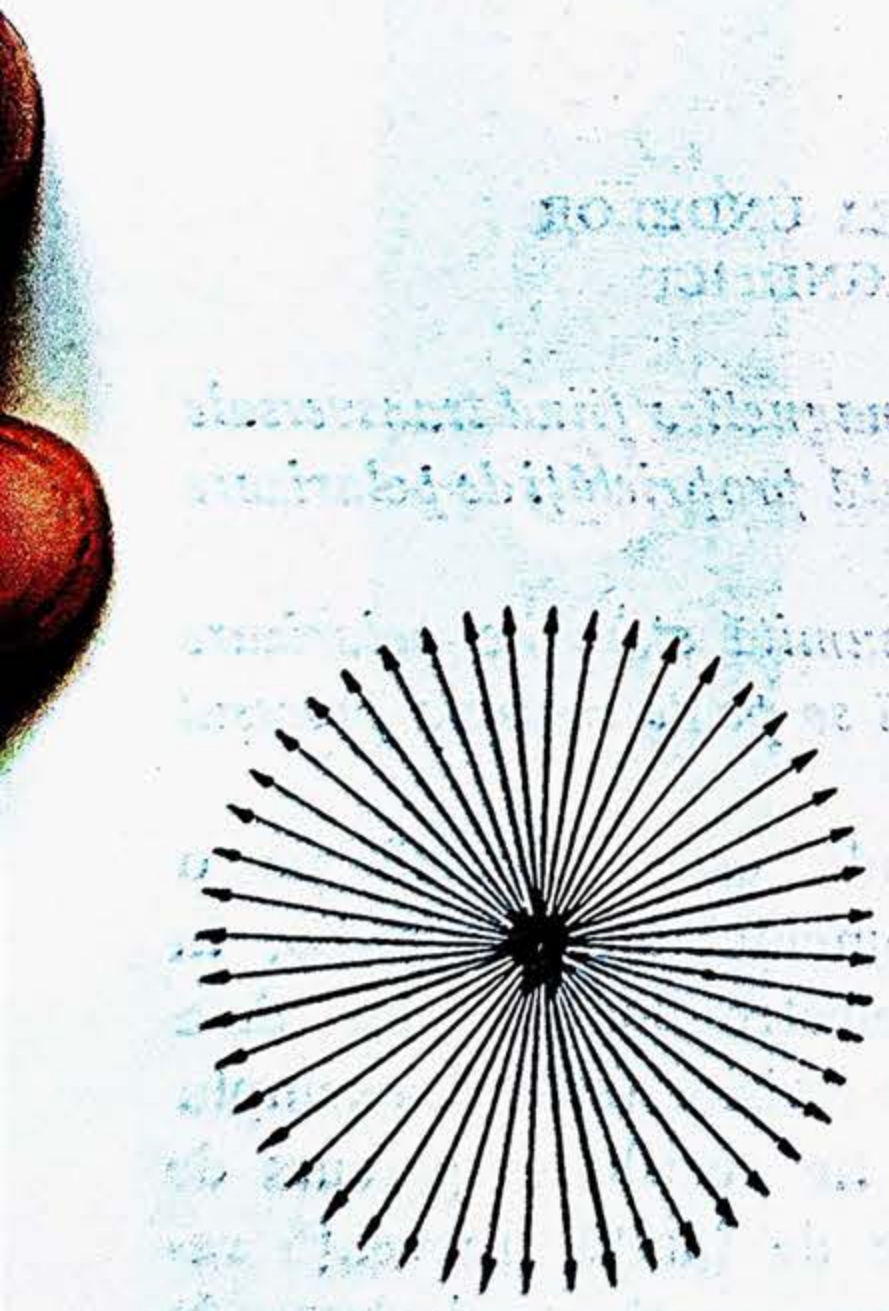


Fig. 2.116. Structura unei unde luminoase naturale

O undă luminoasă nepolarizată este deci formată dintr-o infinitate de componente liniare polarizate de-a lungul unor direcții care se distribuie uniform într-un plan perpendicular pe direcția de propagare. În acest plan, la un moment oarecare de timp, vîrfurile vectorilor cîmp electric sînt uniform dispuse pe circumferința unui cerc (fig. 2.116).

Deoarece în cazul surselor obișnuite de lumină nu putem controla procesul de radiație rezultă că nu putem aplica metoda de polarizare menționată. Singura posibilitate care ne-a mai rămas este de *a separa din lumina emisă de o asemenea sursă numai componentele cu stare de polarizare dorită.*

2.1.11. UNDE ELECTROMAGNETICE STAȚIONARE

Pentru a înțelege mecanismul prin care se formează o undă electromagnetică staționară să considerăm că pe suprafața

plană a unui conductor perfect (adică cu rezistență nulă) cade o undă plană, care se propagă de-a lungulunei direcții perpendiculare (fig. 2.117). Unda incidentă este liniar polarizată, cîmpul electric $\mathbf{E}_i$ oscilînd de-a lungul direcției Oz iar cel magnetic $\mathbf{B}_i$ de-a lungul direcției Ox.

Legile electromagnetismului arată că pe suprafața unui conductor perfect cîmpul electric trebuie să aibă componenta tangențială nulă. Această condiție este îndeplinită dacă în dreptul conductorului cîmpul electric $\mathbf{E}_r$ al undei reflectate este egal și de sens contrar cu cel al undei incidente. Componenta electrică a undei electromagnetice reflectate este deci în antifaza cu cea a undei incidente.

La o asemenea comportare ne așteptăm. Într-adevăr sub acțiunea componentei electrice a undei incidente, electronii de la suprafața conductorului capătă o mișcare oscilatorie în fază cu aceasta. La rîndul lor electronii radiază unde electromagnetice în antifază cu mișcarea oscilatorie pe care o au.

Componenta electrică a undei reradiate de electroni, adică componenta electrică a undei reflectate este deci în antifază cu cea incidentă. Deoarece s-a presupus că metalul este perfect conductor, rezultă că nu poate să apară o încălzire a acestuia, de unde se deduce că amplitudinea componentei electrice a undei reflectate este egală cu cea a undei incidente.

Fenomenele care se întîmplă cu componenta electrică sînt identice cu cele care au loc loc la propagarea unei unde de-a lungul unei corzi vibrante a cărei extremitate este fixă. Așa cum s-a arătat, în acest caz se formează o undă staționară caracterizată prin prezența unui nod în punctul în care coarda este fixată. Rezultă deci că *prin reflexie pe suprafața unui conductor perfect se formează o undă electromagnetică*

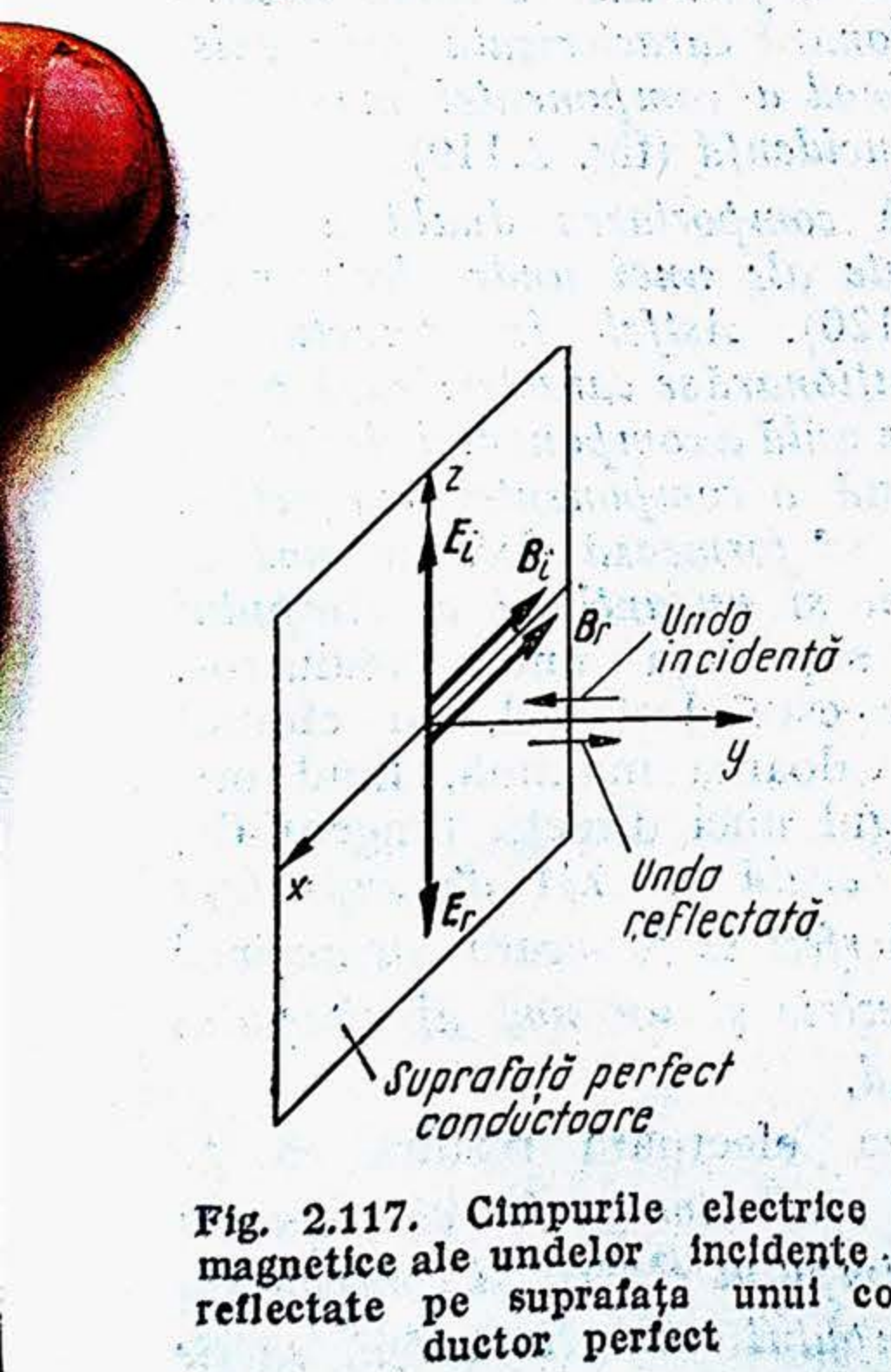


Fig. 2.117. Cîmpurile electrice și magnetice ale undelor incidente și reflectate pe suprafața unui conductor perfect

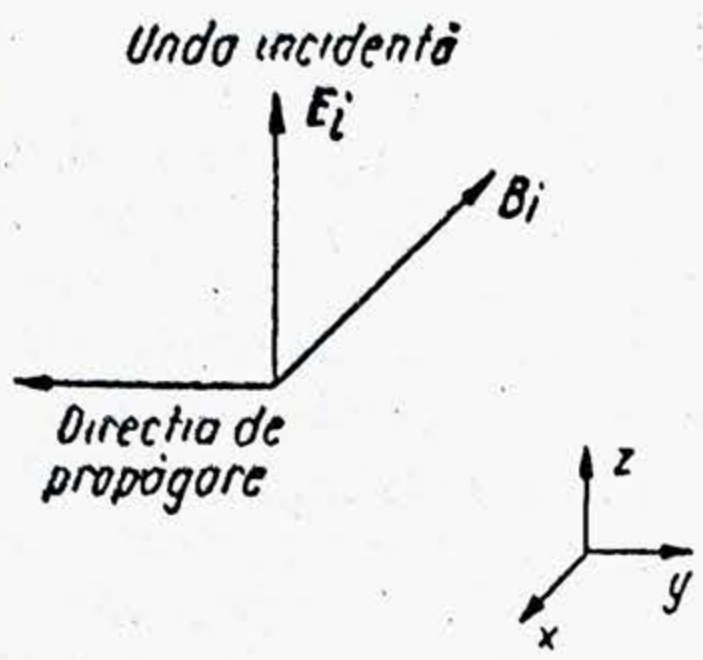


Fig. 2.118. Cîmpul electric, cîmpul magnetic și direcția de propagare în unda incidentă — *a* și reflectată — *b*

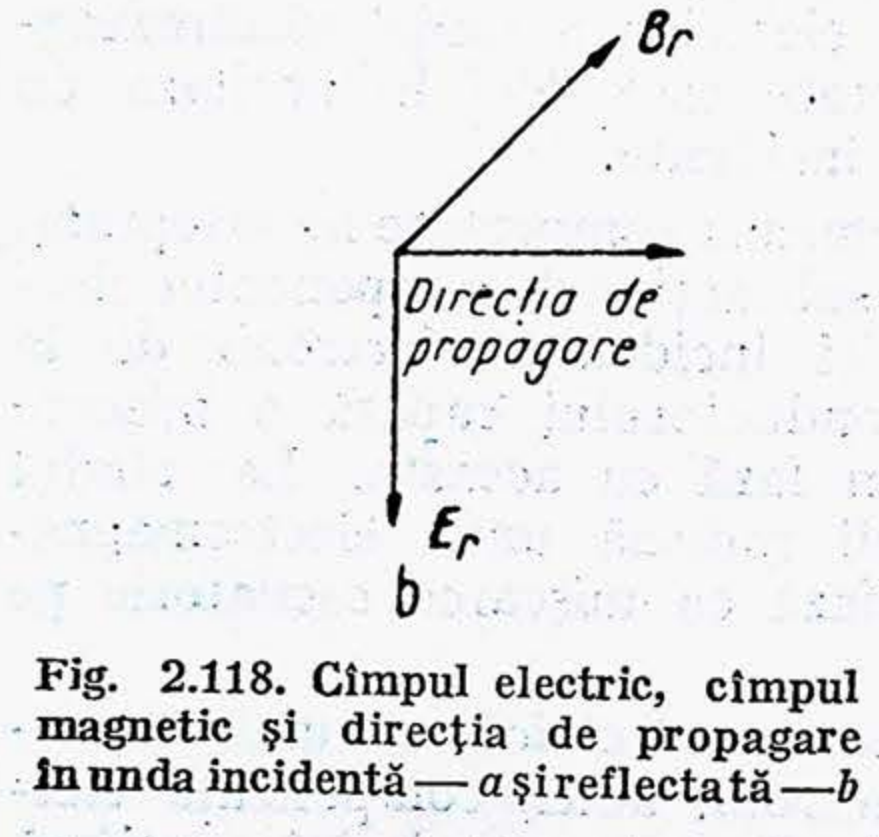


Fig. 2.119. Unda electromagnetică staționară produsă prin reflexie pe suprafața unui conductor perfect

staționară caracterizată prin existența unui nod a componentei electrice în punctul de incidență.

Deoarece pentru unda reflectată cunoaștem direcția cîmpului electric și cea de propagare rezultă că putem să determinăm direcția cîmpului magnetic cu ajutorul regulii burghiului drept (fig. 2.118). Prin aplicarea acestei reguli se obține că pe suprafața conductorului cîmpul magnetic $\mathbf{B}_r$ al undei reflectate este egal și de același sens cu cel al undei incidente. Componenta magnetică a undei reflectate este deci în fază cu cea a undei incidente.

Fenomenele sînt identice cu cele care au loc la propagarea unei unde de-a lungul unei corzi libere la extremitatea corespunzătoare. După cum s-a arătat, în acest caz se formează o undă staționară care prezintă un antidot la extremitatea liberă respectivă. *Prin reflexie pe suprafața unui conductor perfect se formează o undă electromagnetică staționară caracterizată prin existența unui antinod a componentei magnetice în punctul de incidență* (fig. 2.119).

Se observă *comportarea dublă a celor două componente ale unei unde electromagnetice* (fig. 2.120). *Astfel în punctul de reflexie unda staționară se caracterizează printr-o amplitudine nulă a componentei electrice și respectiv maximă a componentei magnetice. In acest punct se formează deci un nod al cîmpului electric și un antinod al cîmpului magnetic.* Pe suprafața unui conductor, cîmpul electric este deci nul, iar cîmpul magnetic are valoarea maximă, fiind orientat de-a lungul unei direcții tangențiale. *La o distanță egală cu $\lambda/4$ de suprafața conductorului perfect se formează un antinod al cîmpului electric și un nod al cîmpului magnetic ș.a.m.d.*

Din analiza efectuată rezultă că *pe suprafața unui conductor perfect componenta tangențială a cîmpului electric și componenta normală a] cîmpului magnetic trebuie să fie*

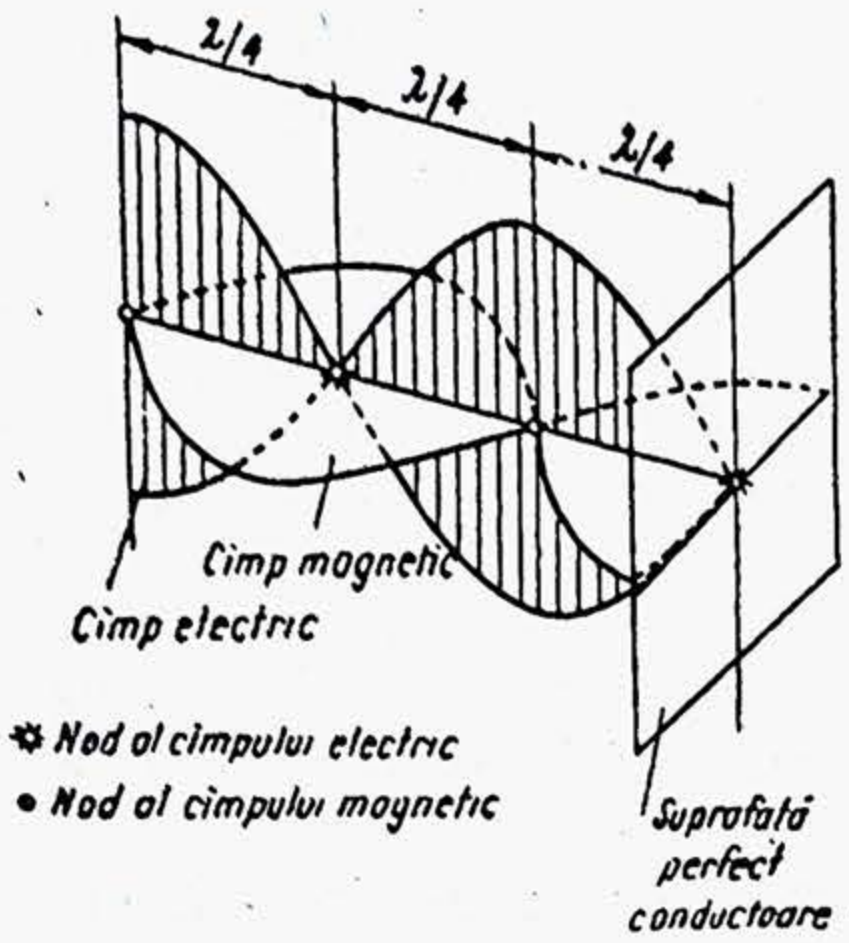


Fig. 2.120. Nodurile și antinodurile componentelor electrice și magnetice ale unei unde electromagnetice staționare

nule. Legile electromagnetismului nu se opun ca celelalte componente să fie diferite de zero. În concluzie *pe suprafața unui conductor perfect un cîmp electric poate avea numai componentă normală, iar un cîmp magnetic numai componentă tangențială*. Evident, în unele cazuri particulele una din aceste componente poate fi nulă.

2.1.12. GHIDURI DE UNDĂ PENTRU MICROUNDE

Propagarea undelor electromagnetice prin ghidurile de undă prezintă față de cea a undelor mecanice cîteva aspecte specifice determinate în special de caracterul lor transversal. Într-adevăr fiecărui mod de propagare pus în evidență la undele mecanice îi corespunde cîte două moduri de propagare în cazul undelor electromagnetice, moduri care sînt determinate de orientările vectorilor cîmp electric, respectiv cîmp magnetic față de pereții ghidului. Cîmpul din interiorul ghidului de undă trebuie să aibă o asemenea structură încît să fie îndeplinite condițiile puse în evidență la reflexia undelor electromagnetice. Aceste condiții, denumite de frontieră cer ca *pe pereții ghidului, cîmpul electric să aibă numai componentă normală, iar cel magnetic numai componentă longitudinală*.

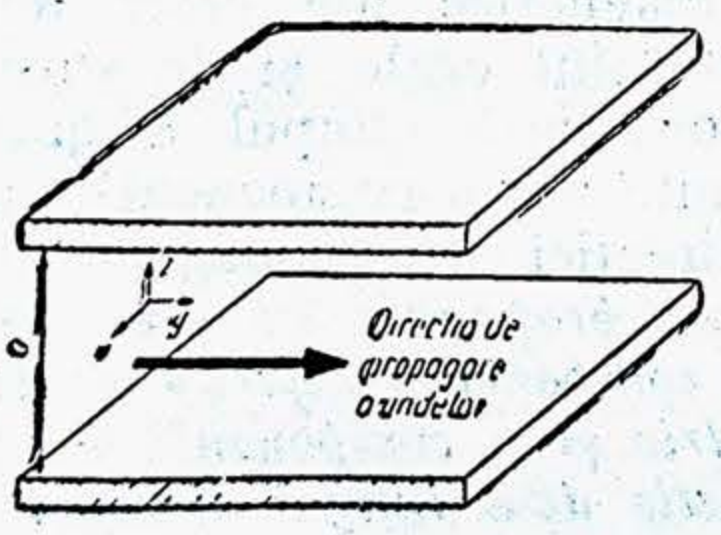


Fig. 2.121. Ghid de undă format din două plăci paralele infinit extinse

Esența fenomenelor apare mai clar dacă considerăm pentru început cazul celui mai simplu ghid format din două plane paralele (fig. 2.121).

Se observă ușor că printr-un asemenea ghid se poate propaga o undă electromagnetică plan polarizată într-un plan perpendi-

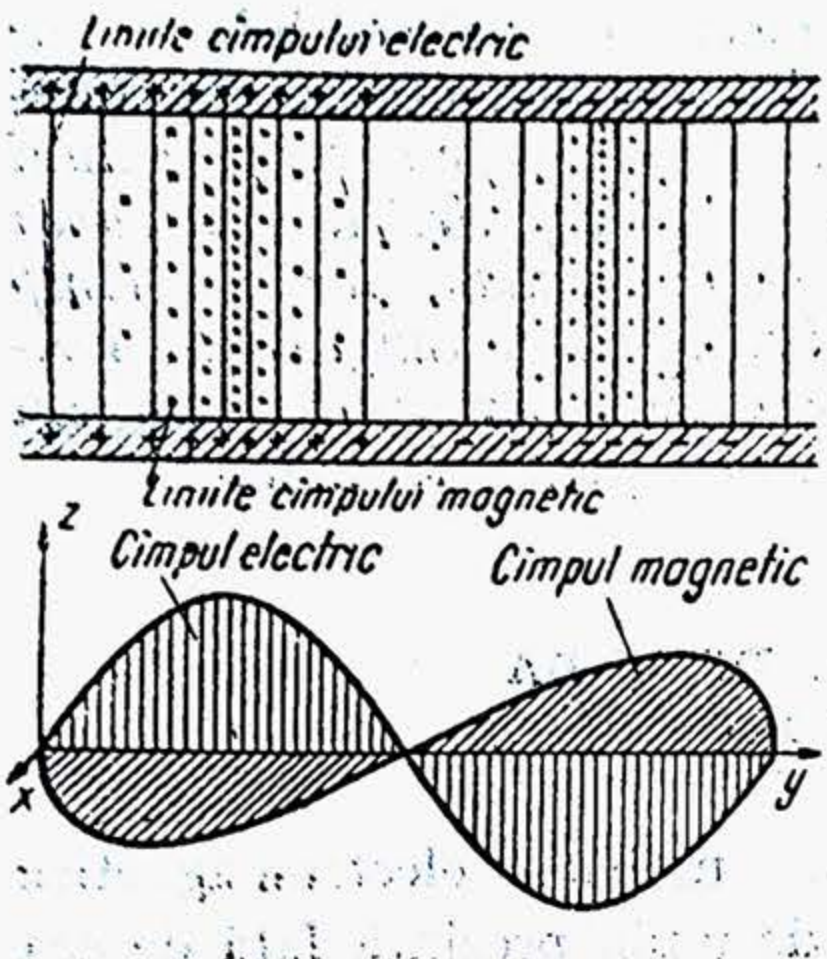


Fig. 2.122. Structura cîmpului electromagnetic din ghidul format din două plăci paralele infinit extinse, corespunzătoare modului *TEM* de propagare

cular pe suprafețele acestuia (fig. 2.122). Într-adevăr în acest caz sînt îndeplinite condițiile de frontieră. O asemenea undă nu este reflectată de către pereții ghidului. Propagarea ei prin ghid este identică cu cea din spațiul liber, pereții acestuia limitîndu-i numai frontul de undă. Acest mod de propagare se numește *transversal electromagnetic*, deoarece de-a lungul direcției de propagare prin ghid unda electromagnetică nu are nici componentă electrică, nici componentă magnetică. Acest mod se notează prescurtat prin *TEM*.

Așa după cum s-a arătat într-un ghid de undă pot să se mai formeze și alte moduri de propagare corespunzătoare cazurilor în care în sistem apar reflexii pe suprafețele acestuia.

Considerăm pentru început cazul din fig. 2.123.

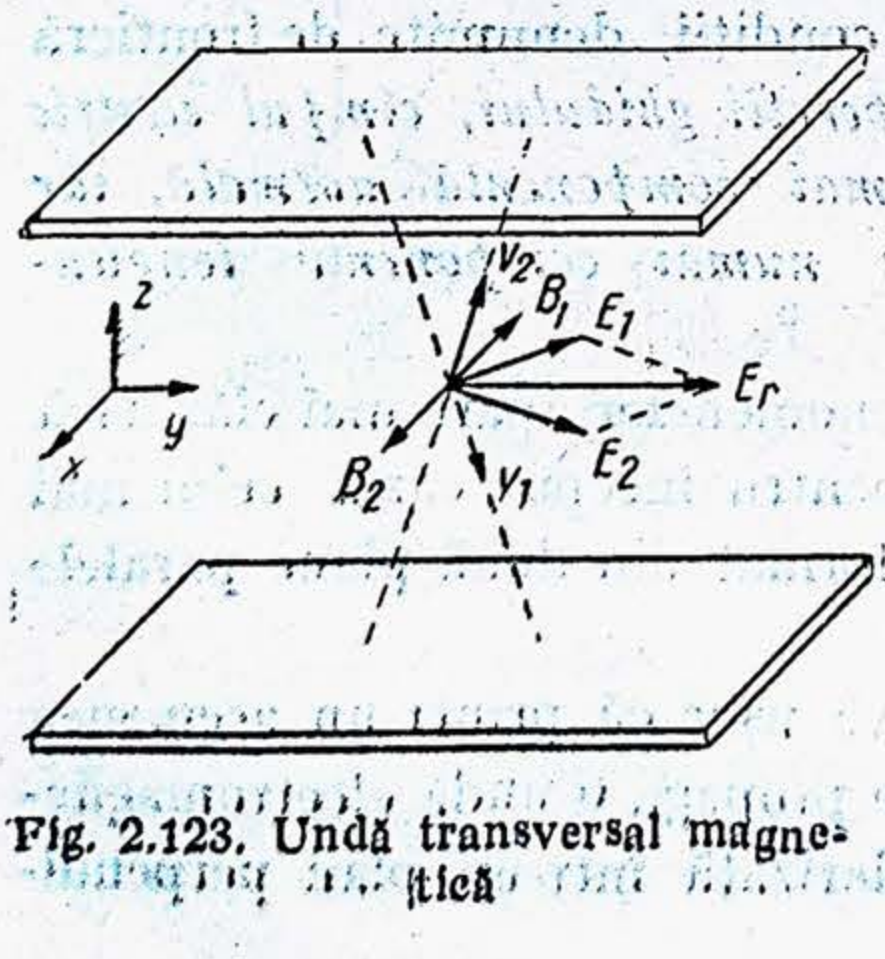


Fig. 2.123. Undă transversal magnetică

Unda incidentă fiind transversală, cîmpul electric $\mathbf{E}_i$ este îndreptat de-a lungul direcției perpendiculare pe cea de propagare. Să considerăm și unda reflectată care trece prin acest punct. Și pentru această undă direcția cîmpului electric $\mathbf{E}_2$ e perpendiculară pe cea de propagare. Prin compunerea cîmpurilor electrice ale celor două unde componente se obține cîmpul electric $\mathbf{E}_r$ al undei rezultante care este îndreptat de-a lungul direcției de propagare prin ghid. Unda rezultantă are deci o componentă diferită de zero a cîmpului electric de-a lungul direcției de propagare.

Cîmpurile magnetice ale celor două unde componente sînt egale și de sensuri contrarii. În consecință cîmpul magnetic al undei rezultante are o componentă nulă de-a lungul direcției de propagare. *Un asemenea mod de propagare în care unda rezultantă are o componentă diferită de zero a cîmpului electric și o componentă nulă a cîmpului magnetic de-a lungul direcției de propagare se numește transversal magnetic și se notează prescurtat cu TM.* Într-adevăr

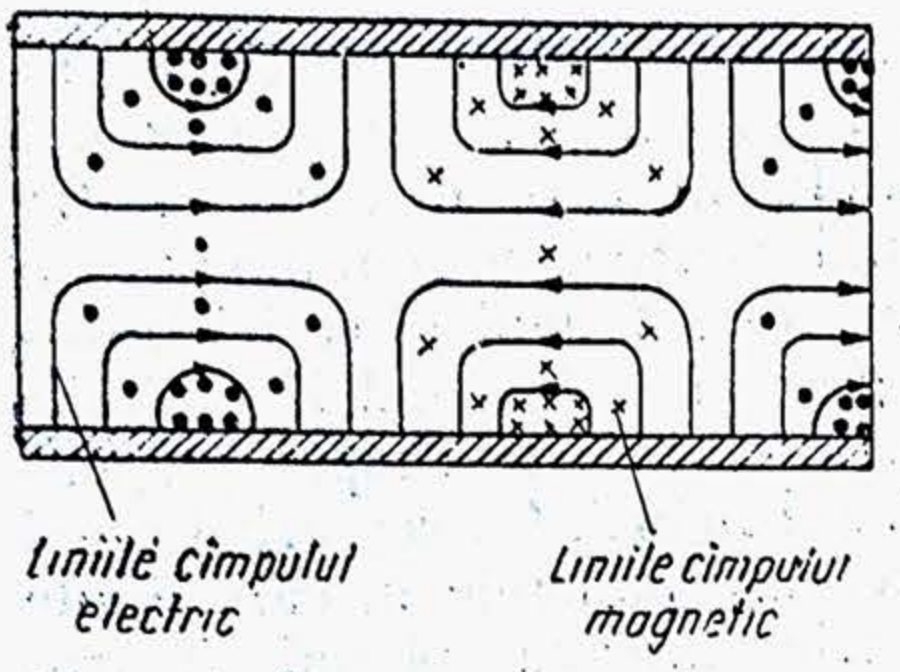


Fig. 2.124. Liniile cîmpului electromagnetic corespunzătoare modului TM $n=1$

într-un asemenea mod cîmpul magnetic este transversal față de direcția de propagare efectivă a undei prin ghid.

Faptul că într-un asemenea mod unda rezultantă are și o componentă longitudinală de-a lungul direcției de propagare nu trebuie interpretat în sensul că o undă electromagnetică poate fi o combinație dintr-o undă transversală cu o undă longitudinală Undele electromagnetice sînt riguros transversale, însă prin suprapunerea celor două sisteme de unde incidente și reflectate care fiecare sînt transversale se formează o undă progresivă rezultantă care are și o componentă longitudinală a cîmpului de-a lungul direcției sale de propagare, care nu concordă cu cele ale undelor componente.

Liniile cîmpului electromagnetic corespunzătoare lui TM $n=1$, adică modului celui mai simplu de propagare, în care distanța dintre plăcile ghidului cuprinde doar o semilungime a undei staționare de-a lungul direcției transversale sînt reprezentate în fig. 2.124. Liniile cîmpului magnetic sînt niște drepte perpendiculare pe planul figurii. În fig. 2.124 ele au fost reprezentate prin cercuri și cruci situate în punctele în care aceste linii înțeapă planul figurii. Liniile sînt îndreptate înspre cititor în cazul cercurilor și în sens invers în cazul crucilor. Liniile cîmpului electric sînt niște curbe conținute în planul yOz. Se observă că liniile cîmpului electric sunt perpendiculare pe pereții ghidului.

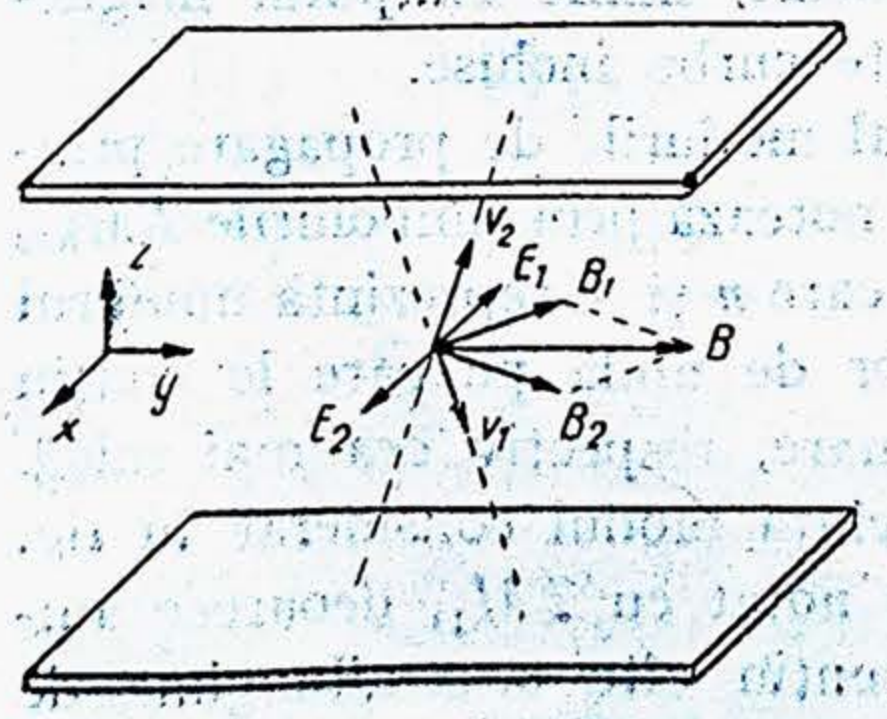


Fig. 2.125. Undă transversal electrică

Să considerăm și cazul din fig. 2.125. Repetînd aceleași raționamente se deduce că *unda rezultantă are o componentă diferită de zero a cîmpului magnetic și o componentă nulă a cîmpului electric de-a lungul direcției* de *propagare prin ghid. Un asemenea mod de propagare se numește transversal electric și se notează prescurtat cu TE.* Într-adevăr în unda rezultantă cîmpul electric este transversal față de direcția efectivă de propagare prin ghid.

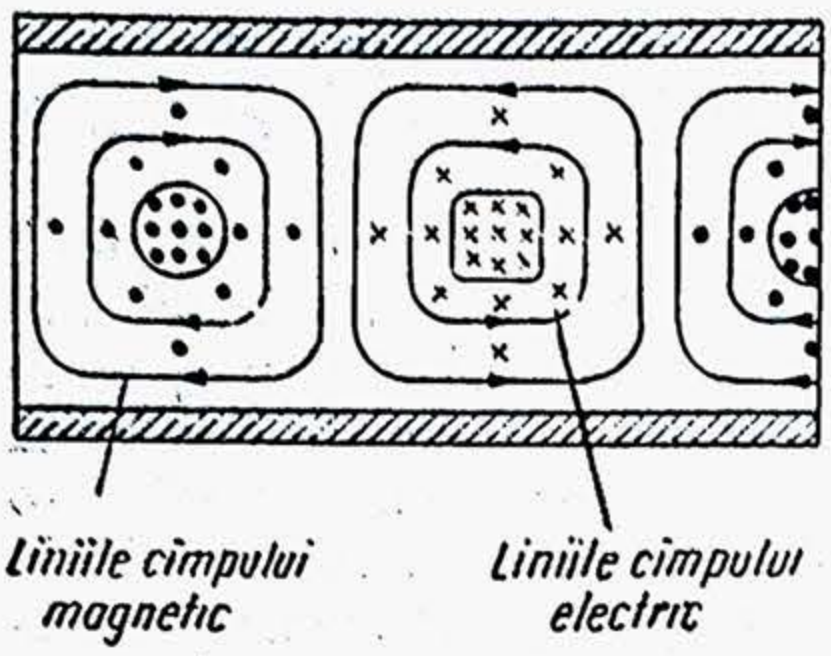


Fig. 2.126. Liniile cîmpului electromagnetic corespunzătoare modului $TE\ n=1$

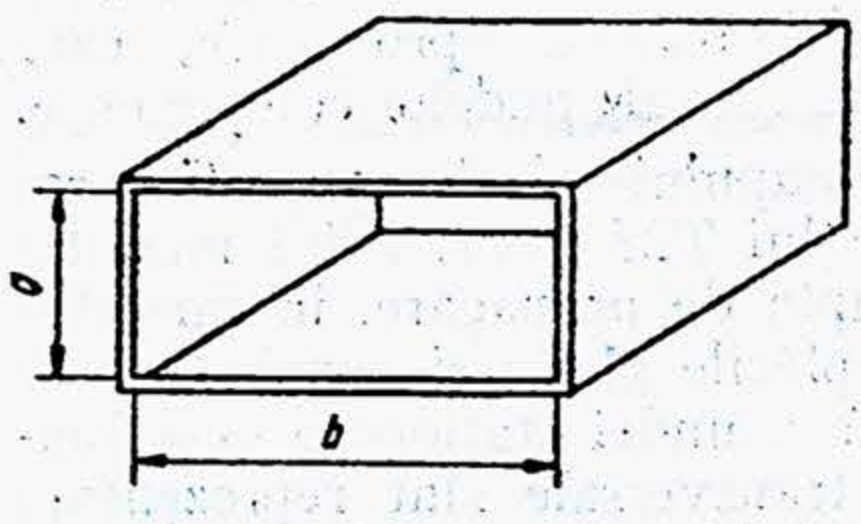


Fig. 2.127. Ghid de undă cu secțiune dreptunghiulară

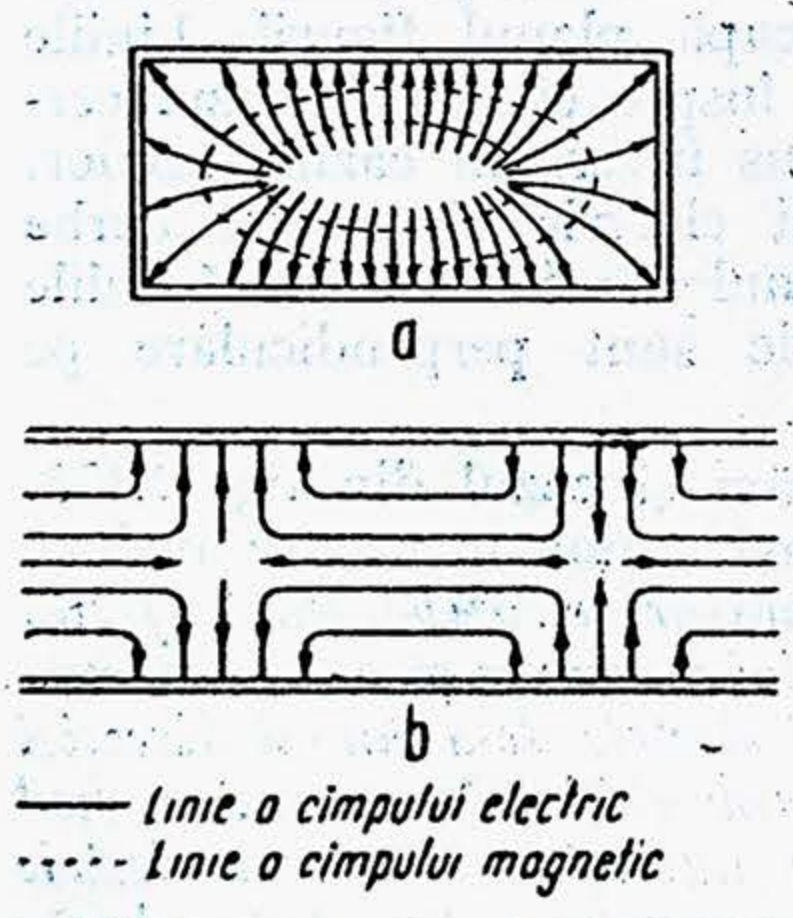


Fig. 2.128. Liniile cîmpului electromagnetic corespunzătoare modului TM_{11}: *a* — secțiune transversală; *b* — secțiune longitudinală

Liniile cîmpului electromagnetic corespunzătoare lui $TE\ n=1$, adică modului celui mai simplu în care distanța dintre planele ghidului conține o semilungime a undei staționare de-a lungul direcției transversale sînt reprezentate în fig. 2.126. Liniile cîmpului electric sînt niște drepte perpendiculare pe planul figurii. Cu cercuri și cruci au fost reprezentate punctele în care liniile cîmpului electric înțeapă planul figurii. Liniile cîmpului magnetic sînt niște curbe închise.

În continuare vom studia modurile de propagare ale undelor electromagnetice prin ghidurile de undă care au ca secțiune transversală un dreptunghi cu laturile a și b unde $a<b$ (fig. 2.127).

Vom începe cu cele transversal magnetice. În acest caz trebuie să se formeze o undă staționară nu numai de-a lungul laturii b dar și de-a lungul laturii a. Liniile cîmpului electric care în cazul ghidului format din două plane erau uniform repartizate se aglomerează în regiunea din mijloc a laturii a și se răresc înspre regiunile extreme, rezultînd structura din fig. 2.128 corespunzătoare celui mai simplu mod în care ambele laturi conțin cîte o semilungime a undei staționare de-a lungul direcției transversale corespunzătoare. Datorită acestei modificări, liniile cîmpului magnetic devin niște curbe închise.

În general modurile de propagare printr-un ghid se notează prin simbolurile TM_{nm} sau TE_{nm} în care n și m reprezintă numărul semilungimilor de undă pe care le conțin latura mai mare, respectiv cea mai mică.

În consecință modul considerat în fig. 2.128 trebuie notat cu TM_{11} deoarece ambele laturi conțin cîte o semilungime de undă.

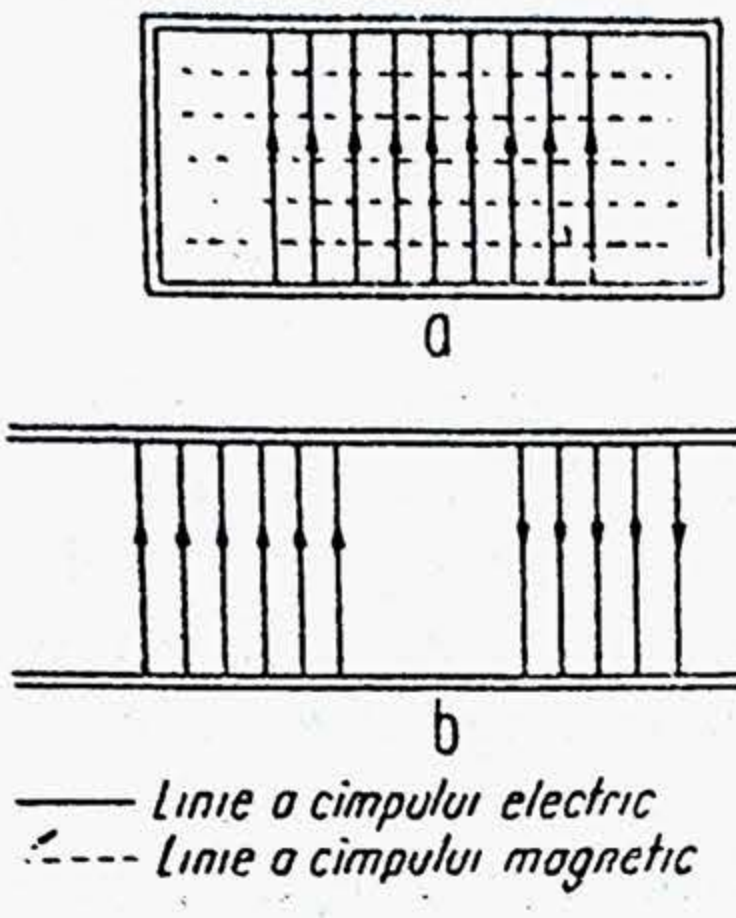


Fig. 2.129. Liniile cîmpului electromagnetic corespunzătoare modului TE_{10}: *a* — secţiune transversală *b* — secţiune longitudinală

Structura liniilor de cîmp de-a lungul direcţiei de propagare este identică cu cea din cazul ghidului format din două plane paralele.

În cazul modurilor transversal magnetice mai complexe cele două laturi conţin mai multe semilungimi de undă ale undei staţionare de-a lungul direcţiei respective, esenţa fenomenelor rămînînd aceeaşi.

Şi în cazul modurilor transversal electrice trebuie să impunem condiţia ca de-a lungul laturii verticale să se formeze unde staţionare. În acest caz însă, putem să obţinem un mod de propagare TE chiar dacă de-a lungul laturii a nu se formează o undă staţionară. Într-adevăr dacă considerăm fig. 2.126 în care a fost reprezentată structura cîmpului electromagnetic printr-un ghid de undă format din două plane paralele corespunzătoare modului TE $n=1$ atunci se constată că deoarece liniile de cîmp electric sînt îndreptate de-a lungul axei Oz, adăugarea unor pereţi verticali indiferent la ce distanţe sînt situaţi, nu modifică structura cîmpului deoarece este satisfăcută condiţia de frontieră pentru cîmpul electric, cei doi pereţi suplimentari limitînd doar extinderea laterală a frontului undei.

Acest mod care are structura cea mai simplă se notează conform convenţiei menţionate prin TE_{10} deoarece latura mare b conţine o semilungime de undă a undei staţionare, iar cea mică a niciuna (fig. 2.129).

În cazul în care dorim să se formeze şi o undă staţionară de-a lungul celeilalte laturi atunci liniile cîmpului se deformează ca în fig. 2.130. Amplitudinea cîmpului electric are valori maxime în dreptul mijlocului laturilor şi respectiv valori nule în dreptul colţurilor în cazul modului TE_{11} cînd cele două laturi conţin cîte o semi-

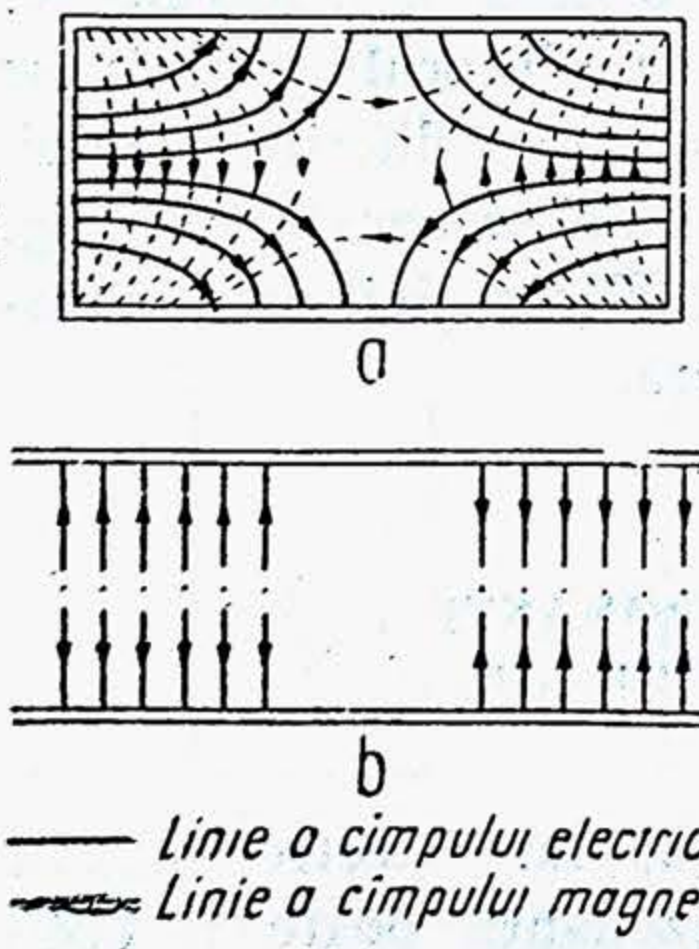


Fig. 2.130. Liniile cîmpului electromagnetic corespunzătoare modului TE_{11}: *a* — secţiune transversală; *b* — secţiune longitudinală

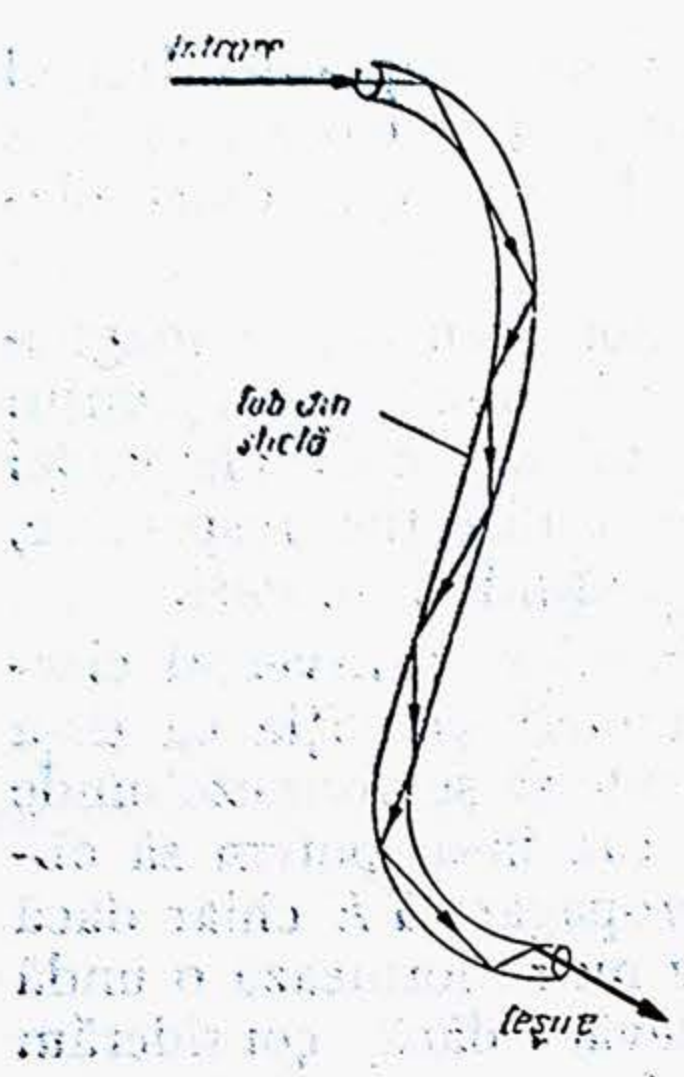


Fig. 2.131. Fibră optică

Fig. 2.132. Transmiterea imaginilor cu ajutorul unui mănunchi de fibre optice

lungime de undă a undei staționare de-a lungul direcției respective.

Esența fenomenelor rămîne aceeași și în cazul modurilor transversal electrice mai complexe.

Este interesant de remarcat că suprafața terestră și ionosferă, care este situată la aproximativ 80 *km* deasupra acesteia, formează un ghid de undă care explică propagarea undelor electromagnetice în jurul pămîntului.

În domeniul frecvențelor optice, ghidurile de undă se realizează sub forma unor fibre flexibile transparente cu un diametru de cîțiva microni, confecționate din sticlă, cuarț sau chiar unele mase plastice transparente. Drumul razelor de lumină printr-o asemenea fibră optică poate fi urmărit cu ajutorul fig. 2.131. Grație reflexiilor succesive, raza străbate prin fibră un drum în zig-zag, urmărind astfel axul, acesteia.

Dacă în loc de o fibră se utilizează un mănunchi, atunci cu ajutorul acestuia se poate transmite la distanță diferite imagini. În acest caz după cum se constată în fig. 2.132 fiecare punct al imaginii este transmis de către o fibră.

2.1.13. CAVITĂȚI REZONANTE PENTRU MICROUNDE

Structura cîmpului electromagnetic dintr-o cavitate rezonantă poate fi obținută foarte ușor dacă se are în vedere că aceasta provine dintr-un ghid de undă căruia i s-au adăugat doi pereți perefect

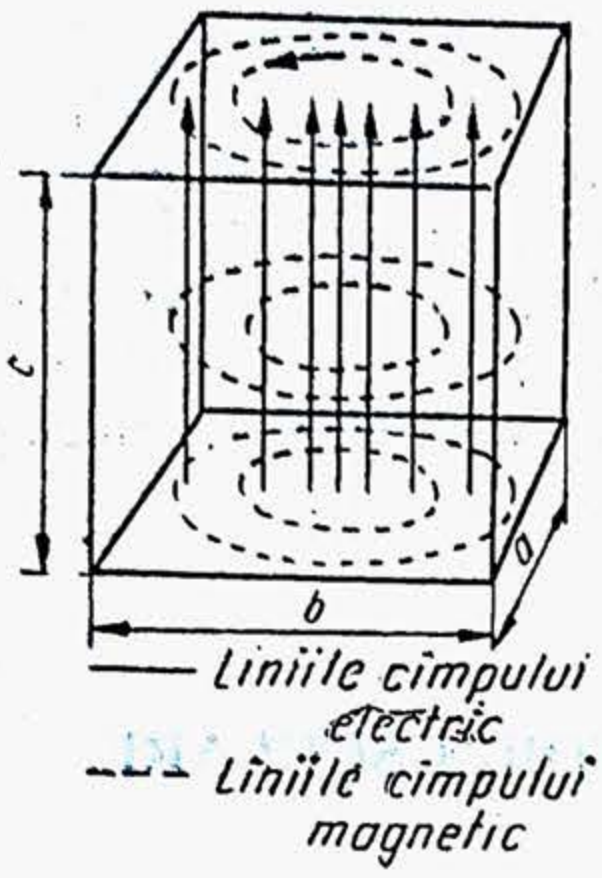


Fig. 2.133. Liniile cîmpului electromagnetic dintr-o cavitate rezonantă în cazul modulului TE_{110}

reflectători (fig. 2.133). În consecinţă şi de-a lungul celei de a treia direcţii se formează o undă staţionară. Modurile care se formează într-o cavitate pot fi TM_{imn} sau TE_{imn}, indicii inferiori arătînd cîte semilungimi de undă ale undei staţionare de-a lungul direcţiei respectiv conţin cele trei laturi, în cazul cavităţilor paralelipipedice.

Aşa după cum s-a arătat o cavitate este un sistem oscilant care rezonează pe frecvenţele corespunzătoare formării undelor staţionare. Este interesant de remarcat că factorul de calitate al cavităţilor rezonante pentru microunde este de ordinul zecilor de mii. Pentru comparaţie menţionăm că un circuit oscilant format dintr-o bobină şi un condensator are un factor de calitate de ordinul sutelor.

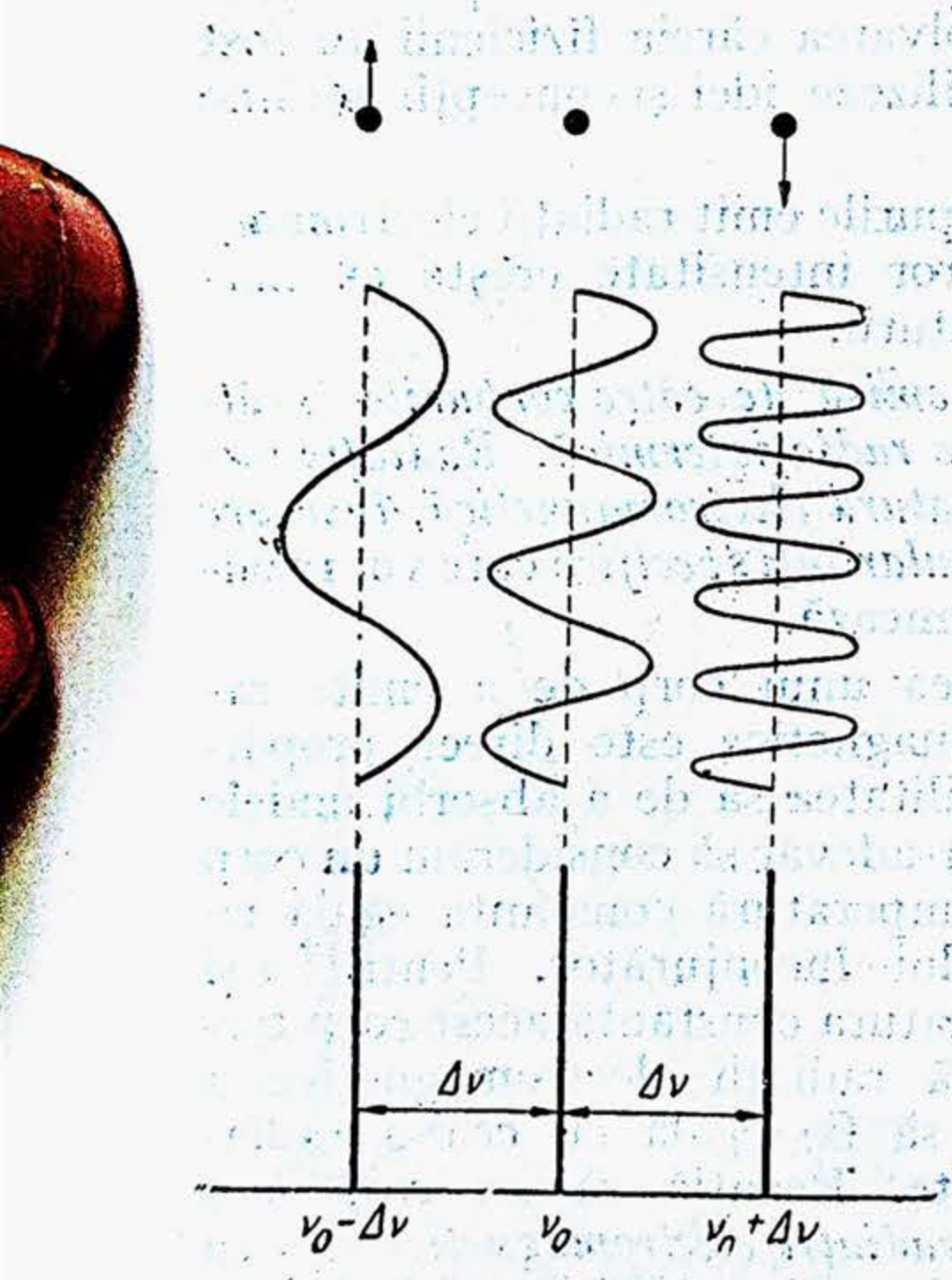


Fig. 2.134. Variaţia lungimii de undă şi a frecvenţei determinată de efectul Doppler:
a — sursă care se îndepărtează de observator; *b* — sursă fixă faţă de observator şi *c* — sursă care se apropie de observator.

2.1.14. EFECTUL DOPPLER PENTRU UNDELE ELECTROMAGNETICE

În cazul undelor electromagnetice efectul Doppler prezintă aspecte specifice, determinate de faptul că ele se propagă prin vid întotdeauna cu viteză c, indiferent de mişcarea pe care o are sursa.

Calcule pe care nu le vom reproduce arată că dacă sursa şi observatorul se îndepărtează unul de celălalt atunci frecvenţa sesizată de observator este mai mică decît cea a undelor emise de sursă şi în consecinţă lungimea de undă este mai mare. Acest fenomen se numeşte *deplasarea înspre roşu* deoarece radiaţiile roşii au lungimile de undă mai mari. Evident în cazul contrar, în care sursa şi observatorul se apropie, apare o *deplasare înspre albastru* (fig. 2.134).

Este important de menţionat că modificarea frecvenţei este determinată de componenta vitezei de deplasare a sursei faţă

de direcţia de emisie a undelor electromagnetice către observator (fig. 2.135).

Dacă sursa se deplasează de-a lungul unei drepte perpendiculare pe direcţia către observator atunci această componentă a vitezei este nulă şi în consecinţă observatorul recepţionează unde cu frecvenţa nemodificată adică egală cu cea a sursei.

2.2. ASPECTE CORPUSCULARE

2.2.1. RADIAŢIA CORPULUI NEGRU

Radiaţia corpului negru a reprezentat din punct de verdere istoric prima problemă în rezolvarea căreia fizicienii au fost nevoiţi să utilizeze idei şi concepţii străine fizicii clasice.

Toate corpurile emit radiaţii electromagnetice, a căror intensitate creşte cu mărirea temperaturii.

Radiaţia emisă de către corpurile încălzite se numeşte radiaţie termică. Radiaţia termică este de natură electromagnetică, însă are anumite particularităţi specifice care vor rezuldin cele ce urmează.

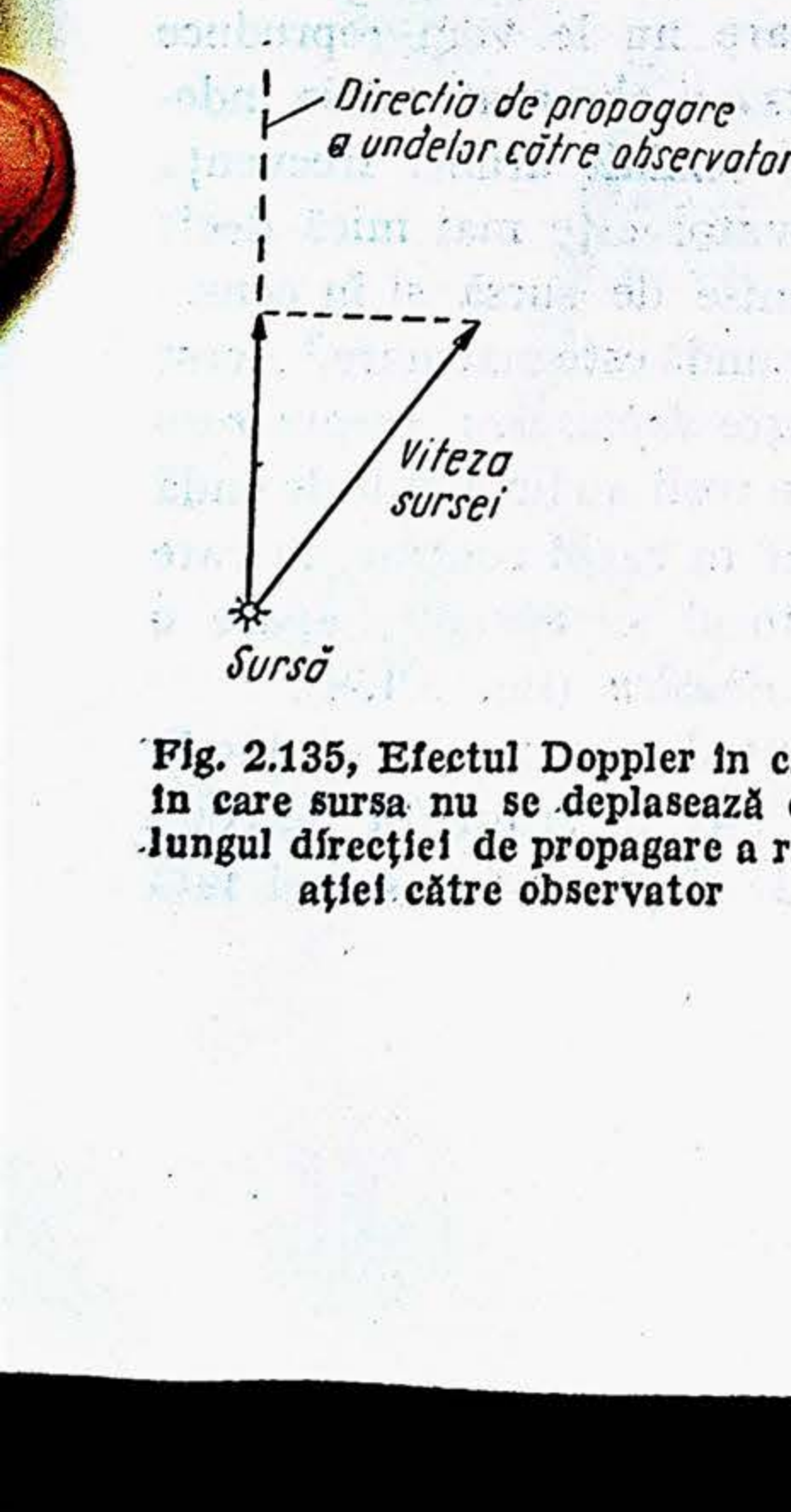


Fig. 2.135, Efectul Doppler în cazul în care sursa nu se deplasează de-a lungul direcţiei de propagare a radiaţiei către observator

Capacitatea unui corp de a emite radiaţii electromagnetice este direct proporţională cu abilitatea sa de a absorbi undele incidente. Într-adevăr să considerăm un corp care are o temperatură constantă egală cu cea a mediului înconjurător. Pentru a-şi păstra temperatura constantă acest corp trebuie să emită radiaţii electromagnetice a căror putere să fie egală cu cea a radiaţiilor absorbite. Rezutlă că *un corp bun absorbant de radiaţii electromagnetice este în acelaşi timp şi un bun emiţător şi invers.*

Un corp perfect absorbant absoarbe în întregime toate radiaţiile care ajung pe suprafaţa sa indiferent de lungimea lor de undă. Un asemenea corp se numeşte *corp*

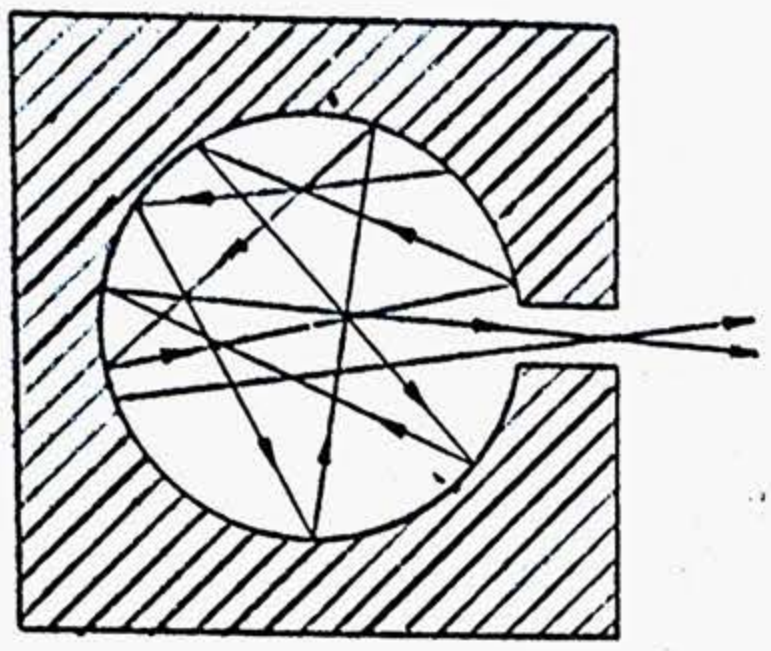


Fig. 2.136. Realizarea unui corp negru cu ajutorul unei cavități

absolut negru. Pentru simplificare limbajului se renunță la calificativul de absolut, deși un corp care are culoarea neagră reflectă o proporție, ce-i drept foarte mică, din radiațiile incidente. Avînd în vedere că un bun absorbant este în același timp și un bun radiator, rezultă că *corpul negru este la orice temperatură cel mai bun radiator de unde electromagnetice.*

Particularitățile radiațiilor termice apar cel mai evident dacă se consideră comportarea unui corp negru, căci în acest caz se evită complicațiile extraordinare determinate de caracteristicile suprafeței emițătoare.

Corpul negru poate fi realizat experimental cu ajutorul unei cavități de formă arbitrară care are un orificiu de intrare foarte mic, prin care pătrund undele incidente. (fig. 2.136). O rază care pătrunde în interior datorită reflexiilor multiple pe care le suferă, reflecții care sînt însoțite de absorbția unei părți din energia incidentă, este practic complet atenuată înainte de a reuși să iasă din cavitate.

O importanță deosebită prezintă modul în care este distribuită energia în spectrul radiației emise de corpul negru. În acest scop, în fața orificiului cavității se plasează filtre care lasă să treacă numai radiațiile ale căror lungime de undă este cuprinsă într-un interval foarte mic situat între λ și $\lambda + \Delta\lambda$. Cu ajutorul unui detector se măsoară. energia transportată de aceeste componente Împărțind această energie la volumul cavității și lărgimea $\Delta\lambda$ a intervalului de pe scara lungimilor de undă se obține așa-numita *densitate monocromatică de energie.*

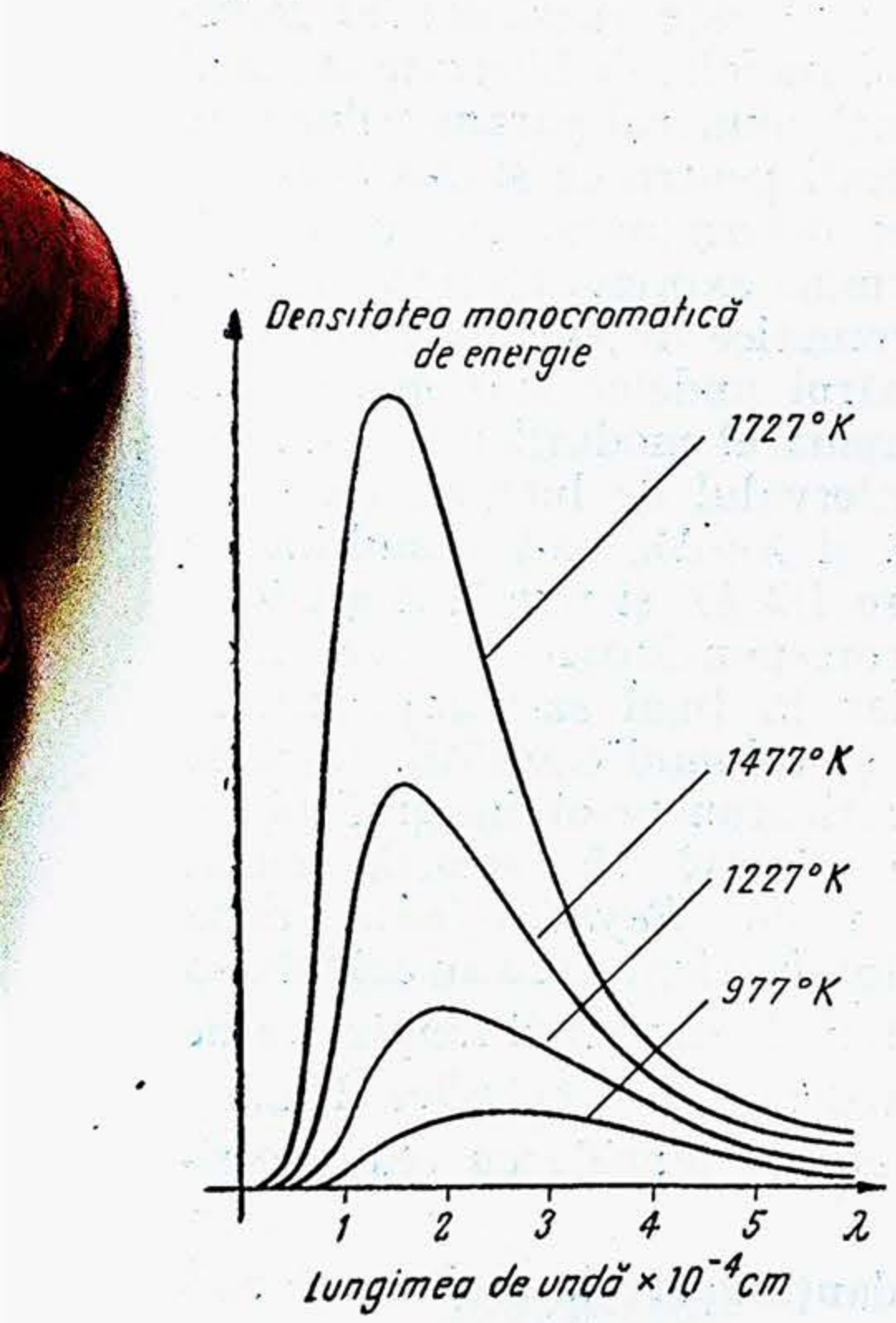


Fig. 2.137. Variația densității monocromatice de energie a radiației corpului negru în funcție de lungimea de undă

Cu ajutorul unor raționamente termodinamice se demonstrează că *această densitate de energie depinde numai de temperatură.*

Densitatea monocromatică de energie a radiației corpului negru în funcție de lungimea de undă pentru diverse temperaturi este reprezentată în fig. 2.137.

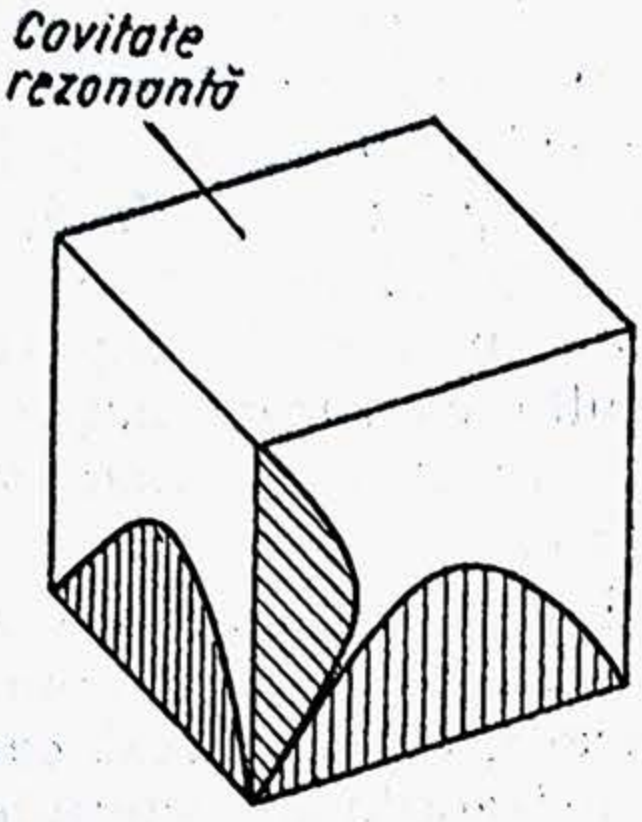


Fig. 2.138. Undele staționare din interiorul cavității

Explicarea distribuției energiei în spectrul radiației corpului negru cu ajutorul fizicii clasice s-a dovedit a fi imposibilă. Într-adevăr să studiem mecanismul radiației în cazul corpului negru. Deoarece pereții cavității absorb și emit radiații electromagnetice putem să presupunem că aceștia sînt formați din oscilatori armonici care oscilează pe toată gama de frecvențe corespunzătoare graficului din fig. 2.137

Radiațiile emise de acești oscilatori armonici dau naștere în interiorul cavității, prin reflexii, la unde staționare (fig. 2.138). Un principiu din faza clasică și anume cel al *echipartiției energiei* ne arată că fiecărui grad de libertate al unui sistem îi corespunde o energie egală cu $1/2 \cdot kT$ unde $k = 1{,}38.10^{-16}$ *erg. grad Kelvin*$^{-1}$ este *constanta lui Boltzmann*. Numărul gradelor de libertate ale unui sistem reprezintă numărul parametrilor care trebuie specificați pentru ca starea acestuia să fie complet determinată. În consecință pentru a determina expresia teoretică a densității monocromatice de energie trebuie să calculăm numărul undelor staționare, care este egal cu numărul modurilor de vibrație cuprinse în intervalul de lungimi de undă situat între λ și $\lambda + \Delta\lambda$, să-l înmulțim cu produsul dintre $1/2\ kT$ și numărul gradelor de libertate corespunzătoare fiecărui mod de vibrație, iar în final să-l împărțim la intervalul $\Delta\lambda$ și volumul cavității. Dacă se fac aceste operații atuncise obține graficul din fig. 2.139. Se observă că această curbă denumită curba lui *Rayleigh-Jeans*, după numele primilor fizicieni care au calculat-o tinde către infinit în domeniul lungimilor de undă mici. În domeniul lungimilor de undă mari această curbă coincide cu cea experimentală.

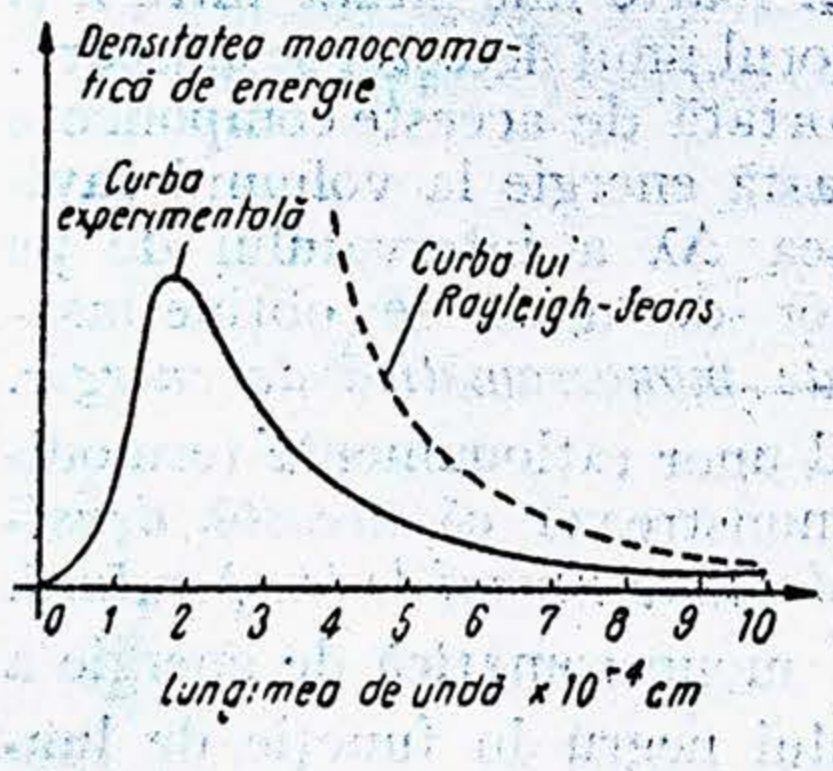

Densitatea monocromatică de energie
Curba experimentală
Curba lui Rayleigh-Jeans
0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10
Lungimea de undă x 10⁻⁴ cm

Fig. 2.139, Comparație între curba lui Rayleigh-Jeans și curba experimentală

Neconcordanța apare în regiunea lungimilor de undă mici ,adică în domeniul radiațiilor ultraviolete. Această neconcordanță dintre calculele teoretice și rezultatele experi-

mentale a fost denumită sugestiv *catastrofa ultravioletă*

Curba lui Rayleigh-Jeans tinde către infinit în domeniul lungimilor de undă mici deoarece numărul de moduri de vibrație ale cavității cuprinse în intervalul λ și $\lambda+\Delta\lambda$ este invers proporțional cu puterea a patra a lui λ. Pentru ca esența fenomenelor să apară mai clar să considerăm o cavitate „unidimensională" adică o coardă vibrantă a cărei lungime este egală de exemplu cu 16 *cm*. Din condiția ca lungimea L a corzii să cuprindă un număr n întreg de semilungimi de undă ($L=n\cdot\lambda/2$) se deduce că lungimile de undă ale undelor staționare sînt : 32, 16, 8, 4, 2, 1, 0,5, 0,25, 0,125, 0,0625, 0,03125, 0,015625, 0,0078125 etc. (fig. 2.140). După cum se observă lungimile de undă se „îngrămădesc" în regiunea valorilor mici. Cum fiecărui mod de vibrație îi corespunde o anumită cantitate de energie, diferită de zero, rezultă că densitatea monocromatică de energie tinde către infinit pe măsură ce λ se apropie de zero.

Problema distribuției energiei în spectrul radiației corpului negru a fost rezolvată în 1900 de către *Max Planck*. Pornind de la datele experimentale, Planck a arătat că densitatea monocromatică de enrgie E_ν are expresia :

$$E_\nu=\frac{8\pi h\nu^3}{c^3}\cdot\frac{1}{e^{h\upsilon/kI}-1} \qquad (2.2$$

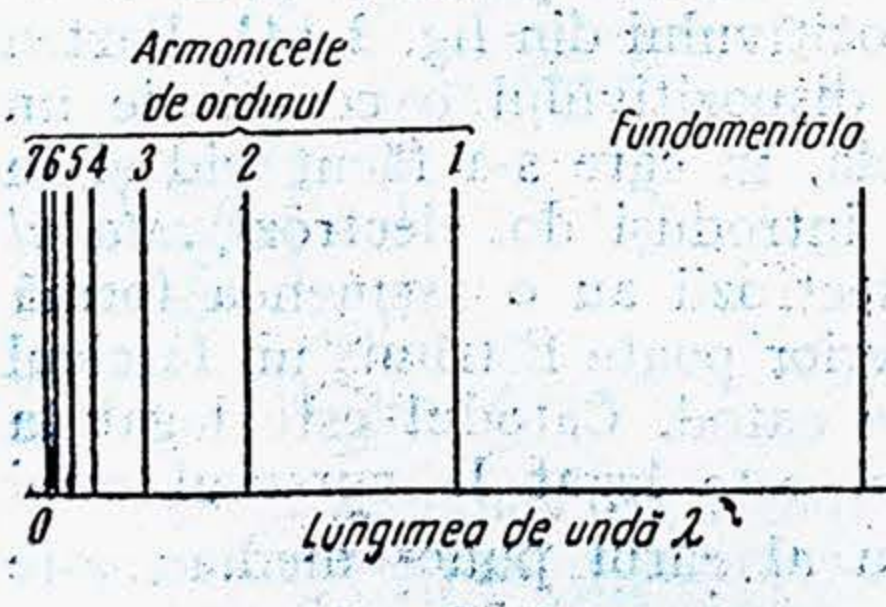


Fig. 2.140. Lungimile de undă pe care oscilează o coardă vibrantă

În ceea ce privește demonstrarea acestei relații, Max Planck a fost nevoit să introducă în calcule pentru prima dată o ipoteză care prin natura sa era în completă contradicție cu spiritul fizicii clasice. Conform acestei ipoteze, *un oscilator component poate să* emită sau să absoarbă numai radiații a căror energie E este egală cu produsul dintre constatna h, denumită constanta lui *Planck egală cu* $6{,}6265\cdot10^{-27}$ *erg.s.* şi *frecventa* ν. În consecință *energia unui oscilator poate să crească în cazul absorției sau să scadă*

în cazul emisiei, numai cu cantitatea $h.\nu$ denumită **cuantă de energie.** Aceasta înseamnă că *energia unui oscilator poate avea numai una din valorile șirului* $0, h\nu, 2h\nu, 3h\nu \ldots$, *presupunînd că energia de repaus este nulă.*

Energia unui oscilator cu frecvența ν trebuie să fie deci egală cu un număr întreg de $h\nu$. Energia oscilatorului poate avea deci anumite valori discrete. În acest caz se afirmă că **energia este cuantificată.**

Cuantificarea energiei este în contradicție cu ideile fizicii clasice. Într-adevăr, așa s-a arătat, energia unui oscilator este proporțională cu pătratul amplitudinii oscilațiilor sale. Alegînd în mod convenabil amplitudinea oscilațiilor putem să obținem orice valoare dorim a energiei.

Trebuie menționat că în conformitate cu mecanica cuantică, modernă, *energia de zero a unui oscilator nu este nulă, ci egală cu* $1/2.h\nu$. *În consecință energia unui oscilator este egală cu* $(n+1/2).h.\nu$ *unde* n este *un număr întreg* și nu $nh\upsilon$ cum presupunea Planck.

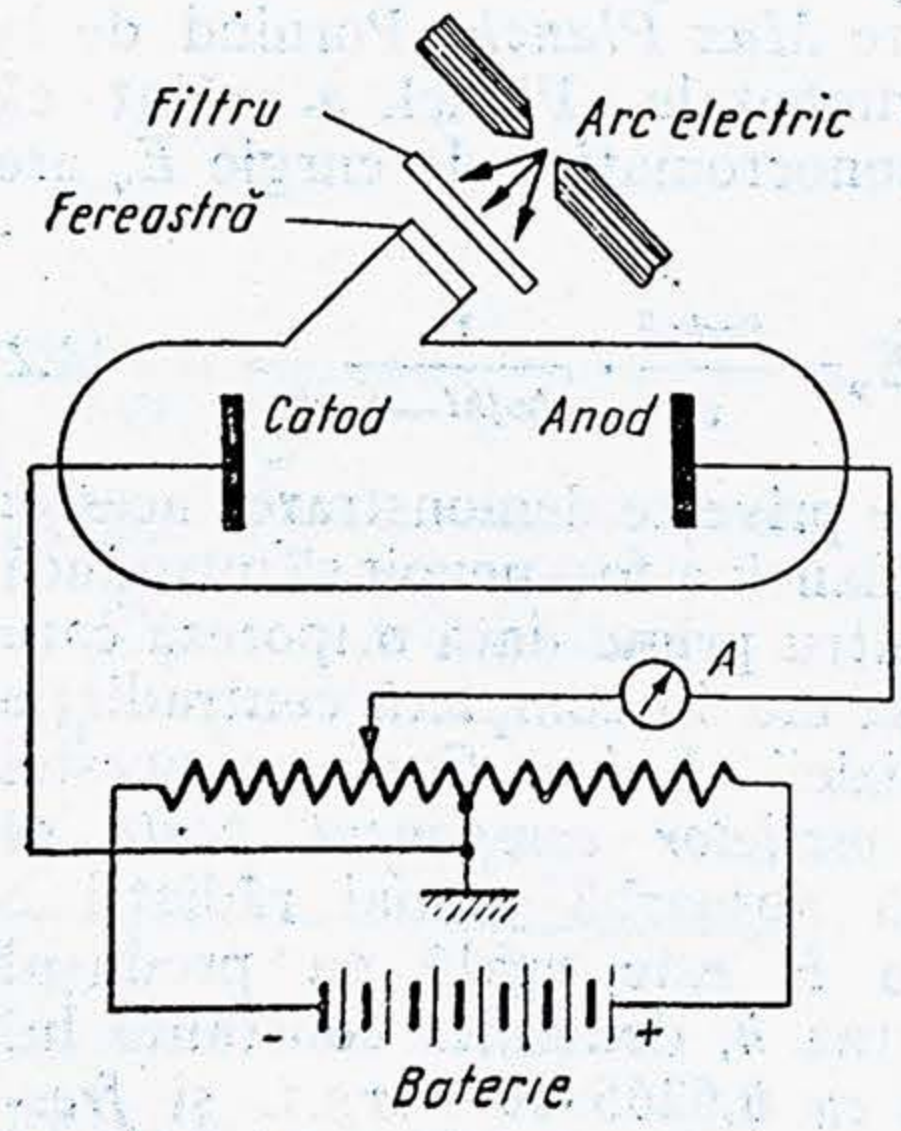


Fig. 2.141. Montaj experimental pentru studiul efectului fotoelectric

2.2.2. EFECTUL FOTOELECTRIC

Un alt fenomen pentru explicarea căruia a fost necesară apelarea la ideia cuantelor de energie este efectul fotoelectric.

Efectul fotoelectric poate fi studiat cu ajutorul dispozitivului din fig. 2.141. Partea principală a dispozitivului o constituie un balon de sticlă, în care s-a făcut vid și în care au fost introduși doi electrozi, *catodul* și *anodul*. Electrozii au o asemenea formă încît din exterior poate fi trimis un fascicul de lumină pe catod. Catodul este legat la masă. Anodul este legat la cursorul unui potențiometru al cărui punct median este conectat la masă. La extremitățile cursorului este conectată o baterie de alimentare. Se

observă ușor că cu ajutorul acestui potențiometru se poate alimenta anodul cu o tensiune variabilă, pozitivă sau negativă, față de catod. Curentul care ia naștere sub acțiunea fluxului luminos incident este măsurat cu ajutorul ampermetrului *A*.

Cu ajutorul acestui montaj pot fi ridicate curbele de variație ale curentului prin circuit în funcție de tensiunea de accelerare (cînd anodul se află la un potențial pozitiv), respectiv de frînare (în cazul contrar) pentru diferite valori $\mathcal{J}$ ale intensității fasciculului monocromatic incident (fig. 2.142).

Unele din particularitățile acestor curbe pot fi explicate ușor cu ajutorul fizicii clasice.

Fasciculul luminos care cade pe catod transportă o anumită cantitate de energie. Electronii din catod achiziționează de la acesta energie. Fără a intra în amănuntele problemei, este clar că în interiorul unui metal electronii sînt supuși acțiunii unor forțe care îi reține în interiorul acestuia. (fig. 2.143). În consecință dacă electronii au achiziționat de la fasciculul incident energie suficientă, atunci ei pot să părăsească catodul. Dacă anodul se află la un potențial pozitiv, atunci electronii se îndreaptă către acesta, dînd naștere astfel la un curent electric prin circuitul de alimentare. Cu excepția unei mici regiuni în jurul originii, curentul nu depinde de tensiunea de accelerare. Aceasta se explică ușor avînd în vedere că curentul prin circuit este determinat de numărul electronilor emiși de catod, număr care nu depinde de tensiunea de accelerare.

Numărul electronilor emiși de catod depinde doar de intensitatea fasciculului. Aceasta explică creșterea curentului prin circuit la mărirea intensității fasciculului.

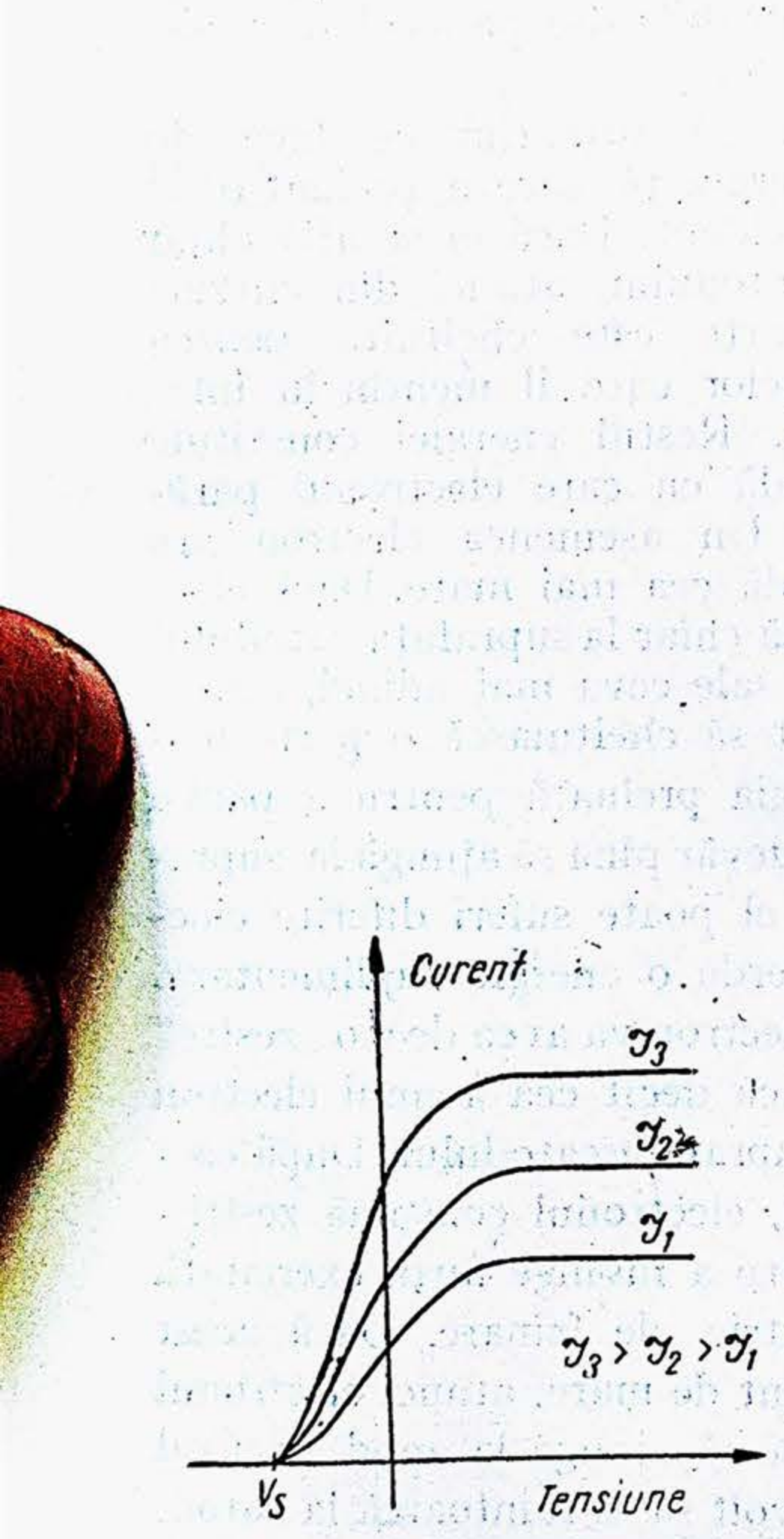


Fig. 2.142, Dependența curentului de tensiune anod-catod, pentru diferite valori ale intensității luminii incidente

În situația în care anodul se află la un potențial negativ față de catod ne-am aștepta ca curbele experimentale să fie scăzătoare, cum se întîmplă și în realitate, dar să se mențină paralele între ele. Experiența arată însă că ele converg spre un același punct de pe axa orizontală, căruia îi corespunde o anumită tensiune denumită *tensiune de stopare. Independența tensiunii de stopare de intensitatea fasciculului luminos incident* este inexplicabilă din punctul de vedere al fizicii clasice.

Într-adevăr să urmărim ce face un electron cu energia pe care a preluat-o de la fasciculul incident. Dacă el se află chiar la suprafața catodului, atunci din energia preluată o parte este cheltuită pentru învingerea forțelor care îl mențin în interiorul acestuia. Restul energiei constituie „zestrea" inițială cu care electronul părăsește catodul. Un asemenea electron are „zestrea" inițială cea mai mare. Dacă electronul nu se află chiar la suprafața catodului ci în straturile sale ceva mai adînci, atunc el va fi obligat să cheltuiască o parte mai mare din energia preluată pentru a părăsi catodul. Într-adevăr pînă să ajungă la suprafața catodului el poate suferi diferite ciocniri în care pierde o energie suplimentară. Un asemenea electron va avea deci o „zestre" inițială mai mică decît cea a unui electron aflat chiar la suprafața catodului. După ce a părăsit catodul, electronul consumă zestrea de energie pentru a învinge forța exercitată de cîmpul electric de frînare. Dacă acest rest este suficient de mare, atunci electronul considerat poate să ajungă la anod. În cazul contrar este nevoit să se reîntoarcă la catod. Mărirea tensiunii de frînare determină ca un număr tot mai mare din electronii emiși de catod să se reîntoarcă înapoi. În cazul în care tensiunea de frînare este puțin mai mare

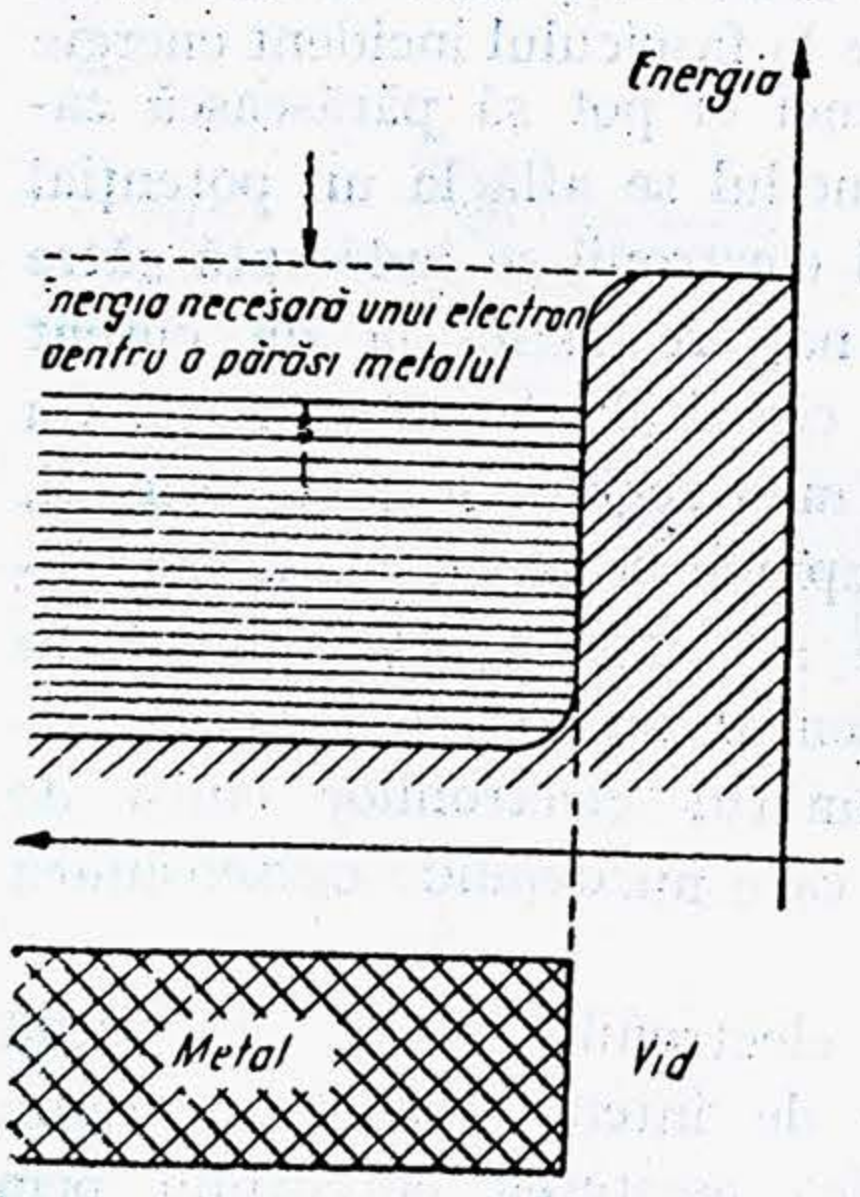


Fig. 2.143. Energia necesară unui electron pentru a părăsi metalul din care este confecționat catodul

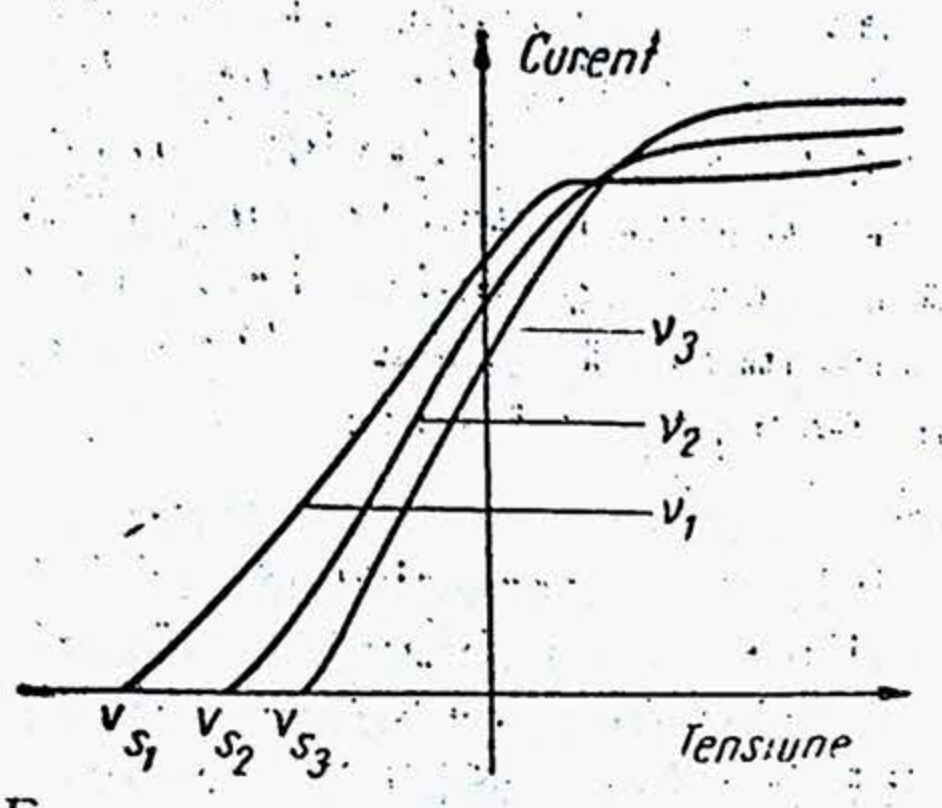


Fig. 2.144. Dependența curentului de tensiunea anod-catod, pentru diferite valori ale frecvenței luminii incidente

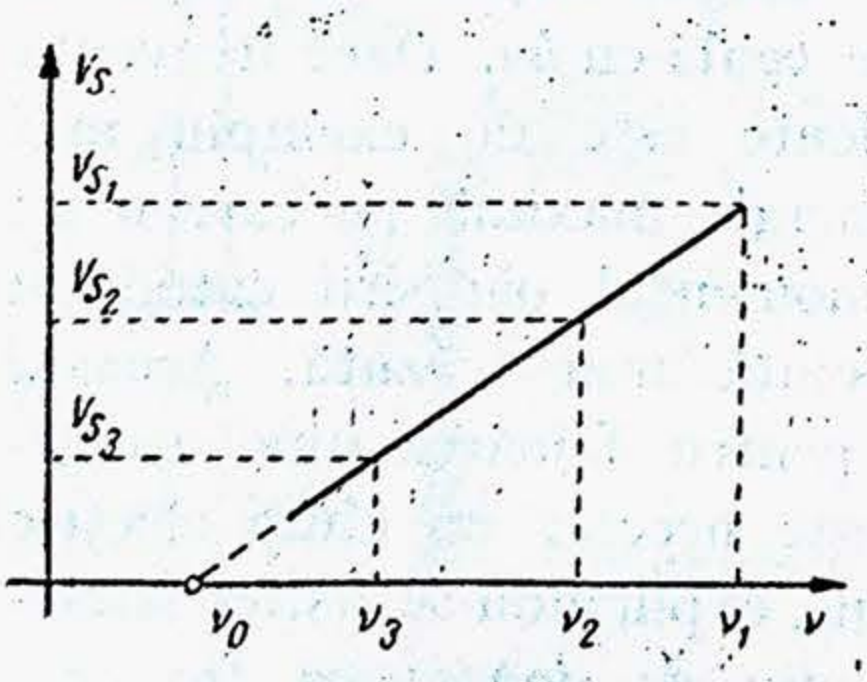


Fig. 2.145. Dependența potențialului de stopare de frecvența luminii incidente

decît cea de stopare, niciun electron nu mai reușește să ajungă la anod. Aceasta înseamnă că energia maximă pe care o posedă electronii care părăsesc catodul este egală cu produsul dintre sarcina e și tensiunea de stopare V_s.

Dacă intensitatea fasciculului luminos incident este mai mare, atunci energia transportată de acesta este în mod corespunzător superioară și în consecință ar trebui ca electronii să achiționeze o cantitate mare de energie. Cum forțele care rețin electronii în interiorul catodului nu depind de intensitatea luminii incidente ar rezulta că cantitatea de energie pe care o posedă electronii în momentul părăsirii catodului ar trebui să fie mai mare Acesata ar determina o creștere a tensiunii de stopare cu mărirea intensității luminii incidente, concluzie infirmată de datele experimentale.

Un alt fenomen inexplicabil cu ajutorul fizicii clasice este dependența potențialului de stopare de frecvența lunimii incidente (fig. 1.144 și 1.145).

Pentru o anumită valoare a frecvenței, care depinde doar de natura metalului din care este confecționat catodul, potențialul de stopare se anulează. Dacă frecvența fasciculului este micșorată sub această valoare de prag, atunci se constată că oricît de mare ar fi intensitatea luminii incidente curentul rămîne egal cu zero, ceea ce înseamnă că efectul fotoelectric nu se produce.

Din punctul de vedere al fizicii clasice dependența potențialului de stopare de frecvența luminii incidente apare inexplicabilă, deoarece nu există niciun mecanism prin care lungimea de undă ar putea influența fenomenele.

Aceste caracteristici ale efectului fotoelectric pot fi ușor interpretate dacă se

consideră că fasciculul luminos este format dintr-un flux de „grăunțe" de energie, fiecare avînd energia dată de relația lui Planck, adică egală cu produsul dintre constanta h și frecvența ν. Acest „grăunte" de energie a căpătat denumirea de **foton**. Deocamdată ne putem închipui că fotonii ar fi niște corpusculi (fig. 2.146).

Dacă lumina are o asemenea structură corpusculară, atunci interacțiunea ei cu catodul poate fi privită ca „ciocnirea" dintre un foton și un electron. În urma acestei ciocniri fotonul incident cedează întreaga sa energie unui singur electron. Energia cedată electronului de către foton fiind egală cu $h\nu$ este independentă de intensitatea fasciculului luminos incident. În consecință, energia maximă pe care o pot avea electronii în momentul în care părăsesc catodul fiind egală cu diferența dintre $h\nu$ și lucrul mecanic efectuat pentru părăsirea catodului, lucru mecanic care este o constantă ce nu depinde decît de natura metalului respectiv, nu depinde de intensitatea fluxului luminos incident. Aceasta explică independența potențialului de stopare de intensitatea fluxului luminos incident.

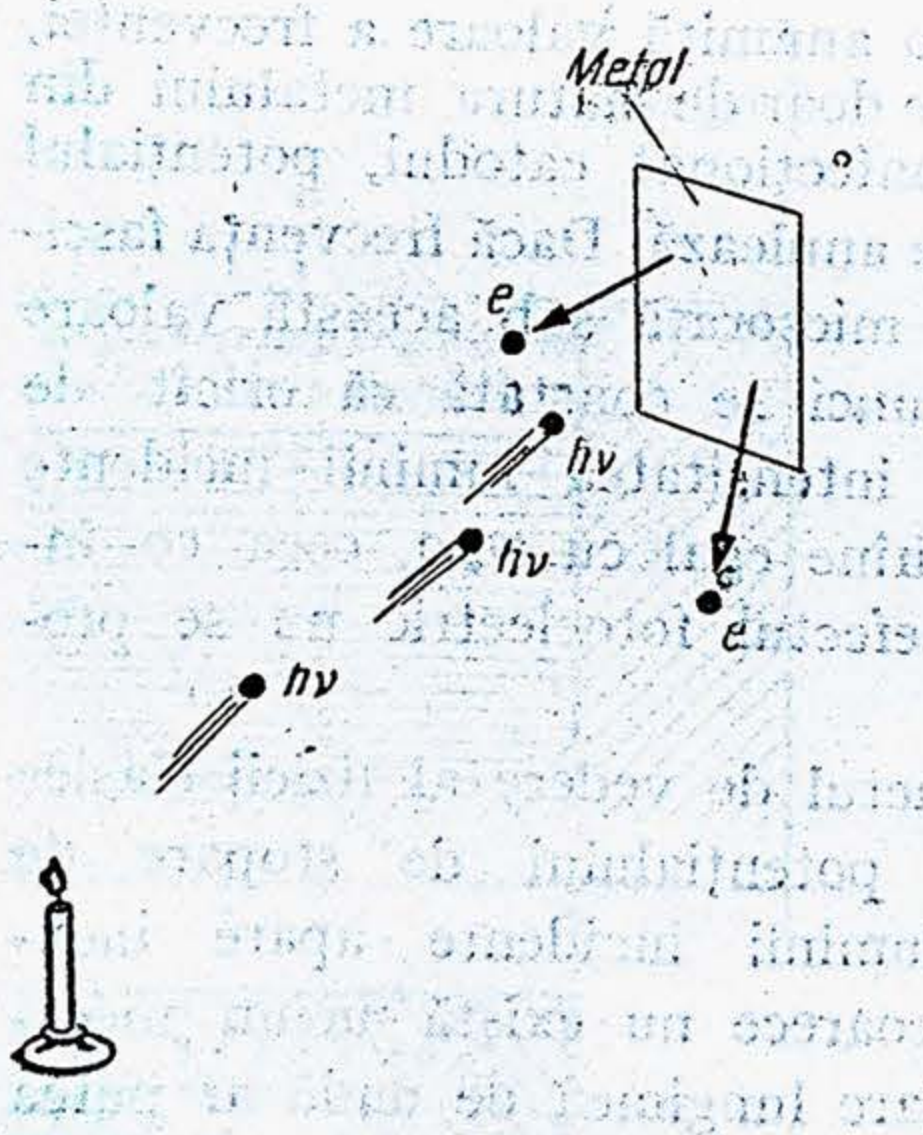


Fig. 2.146. Imaginea pe care trebuie să ne o formăm despre lumină pentru explicarea efectului fotoelectric

Dependența potențialului de stopare de frecvența ν este ușor de explicat avînd în vedere că energia inițială preluată de la un foton este egală cu $h\nu$. Dacă frecvența radiației incidente este de exemplu mai mică atunci energia maximă pe care o au electronii în momentul părăsirii catodului este în consecință mai scăzută. Aceasta înseamnă că pentru frînarea unui asemenea electron este necesar un cîmp electric mai puțin intens, explicîndu-se astfel *micșorarea potențialului de stopare cu frecvența radiației incidente.*

Acelaşi mecanism explică şi *existenţa unei valori de prag a frecvenţei sub care efectul fotoelectric nu poate să apară*. Într-adevăr dacă frecvenţa radiaţiei incidente se micşorează continuu atunci se poate ajunge în situaţia în care energia dată de un foton unui electron să-i fie ultimului tocmai egală cu cea necesară pentru a părăsi catodul, presupunînd că s-ar afla chiar la suprafaţa acestuia. În acest caz potenţialul de stopare este nul deoarece şi energia cu care electronii părăsesc catodul este deasemenea nulă.

Dacă frecvenţa luminii incidente este mai mică decît această valoare de prag, atunci efectul fotoelectric nu se poate produce, deoarece energia cedată de un foton unui electron îi este ultimului insuficientă pentru a părăsi catodul, chiar dacă se află la suprafaţa acestuia.

2.2.3. EFECTUL COMPTON

Informaţii suplimentare despre caracteristicile fotonului pot fi obţinute dacă se studiază fenomenul de împrăştiere al radiaţiei electromagnetice de către electronii liberi. Acest fenomen a fost studiat în 1923 de către *A.N. Compton*.

Schema experienţei lui Compton este reprezentată în fig. 2.147. Un fascicul de radiaţii electromagnetice monocromatice (în cazul experienţei Compton, raze *X*) cade pe un bloc de grafit. Blocul de grafit împrăştie radiaţia incidentă în toate direcţiile. Studiind radiaţiile împrăştiate sub diverse unghiuri θ cu ajutorul unui detector adecvat, Compton a constatat că alături de o componentă cu frecvenţă egală cu cea a radiaţiei incidente, mai apare şi o componentă

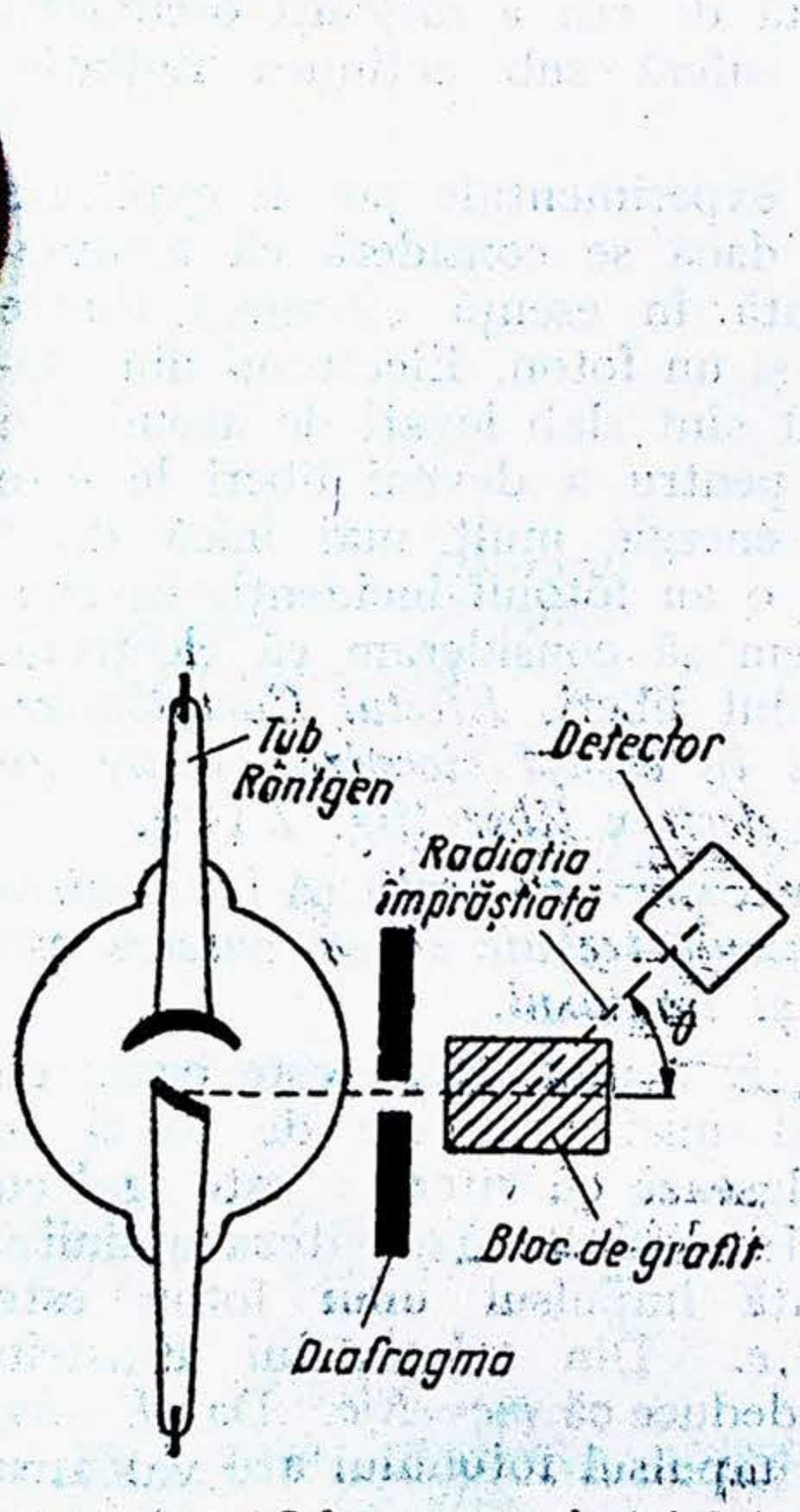


Fig. 2.147. Schema experienţei lui Compton

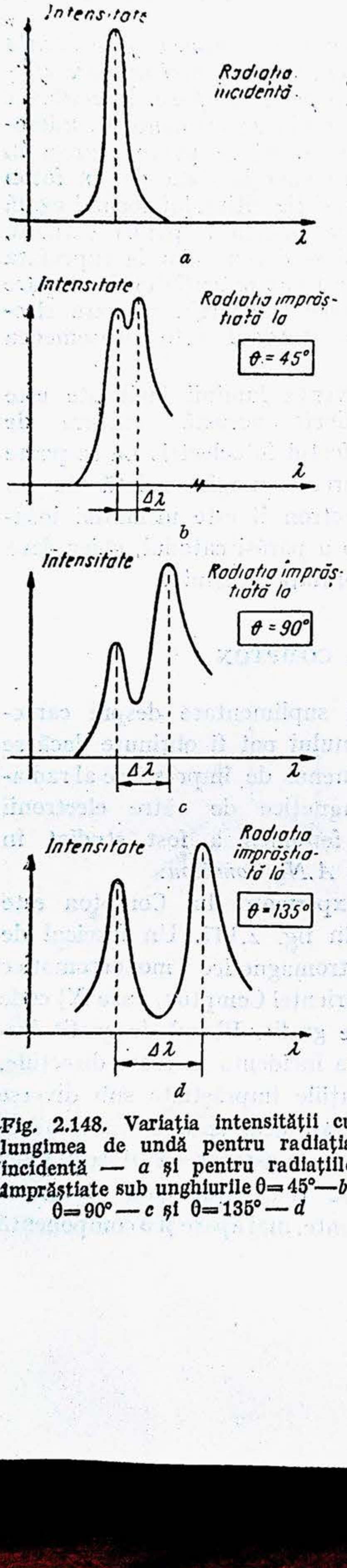


Fig. 2.148. Variația intensității cu lungimea de undă pentru radiația incidentă — *a* și pentru radiațiile împrăștiate sub unghiurile $\theta = 45°$ — *b*, $\theta = 90°$ — *c* și $\theta = 135°$ — *d*

cu frecvență mai mică. Astfel în fig. 2.148 a fost reprezentată intensitatea radiațiilor împrăștiate în funcție de lungimea de undă pentru trei unghiuri de observație.

Existența componentei de aceeași frecvență cu cea a radiației incidente se explică foarte ușor cu ajutorul fizicii clasice. Într-adevăr sub acțiunea fasciculului incident, electronii capătă o mișcare oscilatorie care determină emisia unor unde electromagnetice. Frecvența acestor unde, egală cu cea a mișcării oscilatorii a electronilor, este egală cu cea a undei incidente.

Existența componentei cu frecvența mai mică este inexplicabilă din punctul de vedere al fizicii clasice, deoarece nu există niciun mecanism care ar putea să explice faptul că electronii radiază o undă cu frecvența diferită de cea a mișcării oscilatorii pe care o suferă sub acțiunea radiației incidente.

Curbele experimentale pot fi explicate foarte ușor dacă se consideră că fenomenul reprezintă în esență ciocnirea dintre un electron și un foton. Electronii din blocul de grafit sînt slab legați de atomi din care cauză pentru a deveni liberi le este necesară o energie mult mai mică decît cea pe care o au fotonii incidenți. În consecință putem să considerăm că electronii din grafit sînt liberi. *Efectul Compton reprezintă deci în esență ciocnirea dintre un foton și un electron liber* (fig. 2.149).

Legile mecanicii ne arată că *la ciocnirea a două particule trebuie să se conserve atît energia cît și impulsul.*

Energia E a unui foton este egală cu $h\nu$. Impulsul unei particule de masă m care se deplasează cu viteza v este egal cu $m.v$. Fotonii se deplasează cu viteza luminii c. În consecință impulsul unui foton este egal cu $m.c$. Din relația lui Einstein $E=mc^2$ se deduce că $mc=E/c$. Dar $E=h\nu$, astfel încît impulsul fotonului are valoarea hf/c sau h/λ.

Punînd condiția ca suma energiilor, respectiv suma vectorială a impulsurilor înainte de ciocnire să fie egală cu mărimile corespunzătoare după ciocnire, se explică prin calcule matematice simple curbele din fig. 2.148.

Apariția în radiația împrăștiată a unei componente cu frecvența mai mică decît cea a radiației incidente se explică prin aceea că în urma ciocnirii, electronul preia de la foton o cantitate de energie. După ciocnire, fotonul avînd o energie mai mică se caracterizează printr-o frecvență mai scăzută.

În cazul efectului fotoelectric fotonul era complet absorbit, iar legea conservării impulsului nu juca niciun rol deoarece întreaga masă a catodului preia impulsul acestuia.

Efectul Compton ne arată deci că *un foton are nu numai energie, dar și impuls*.

Imaginea despre foton o putem completa dacă calculăm masa acestuia. În acest scop pornim de la relația dintre masa unui corp și viteza cu care se deplasează $m=m_0/\sqrt{1-v^2/c^2}$, unde m_0 este masa de repaus, iar m masa la viteza v. Deoarece fotonul se deplasează cu viteza luminii, adică $v=c$ trebuie să presupunem că $m_0=0$ pentru ca $m\neq\infty$. **Masa de repaus a fotonului este nulă.**

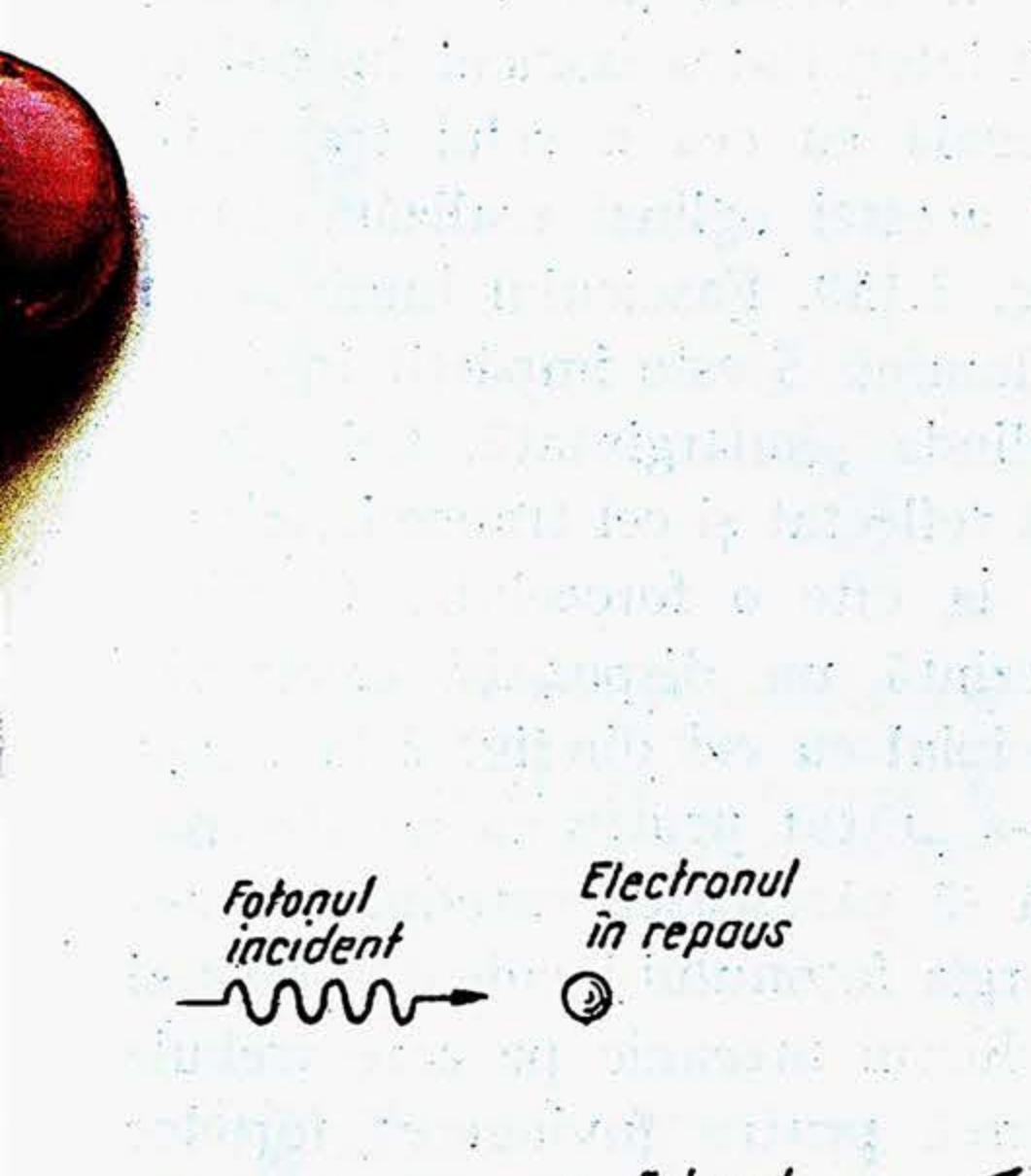


Fig. 2.149. Explicația efectului Compton

2.3. RADIAȚIA ELECTROMAGNETICĂ — UNDĂ SAU CORPUSCUL ?

2.3.1. DUALITATEA UNDA — CORPUSCUL

Fenomenele din prima parte a acestui capitol au putut fi explicate presupunînd că radiația electromagnetică are un caracter ondulatoriu, iar cele din partea a doua admițînd că are un caracter corpuscular.

Evident apare întrebarea : **Ce este radiația electromagnetică—undă sau corpuscul ?**

Pentru a răspunde la această întrebare ne vom pune mai întîi problema dacă un foton poate fi împărțit în două părți de exemplu egale, fiecare parte caracterizîndu-se prin aceeași frecvență. În acest scop vom face o experiență. La studiul interferometrului lui Michelson s-a arătat că una din părțile componente este o oglindă semiargintată, care este o plăcuță de sticlă acoperită cu un strat de argint de o asemenea grosime încît intensitatea fasciculului reflectat să fie egală cu cea a celui transmis. Cu ajutorul acestei oglinzi realizăm montajul din fig. 2.150. Fasciculul luminos de la sursa de lumină *S* este împărțit în două de către oglinda semiargintată. Cele două fascicule, cel reflectat și cel transmis, ajung apoi fiecare la cîte o fotocelulă. O fotocelulă reprezintă un dispozitiv electronic identic principial cu cel din fig. 2.141. Așa după cum s-a arătat pentru ca un electron să reușească să părăsească catodul este necesar ca energia fotonului incident să fie mai mare decît lucrul mecanic pe care trebuie să-l cheltuiască pentru învingerea forțelor care îl rețin în interiorul acestuia. Confecționăm catodul fotocelulei dintr-un asemenea metal încît dacă fotonii au energia egală cu $h\nu$, unde ν este frecvența sursei *S*, atunci ei să poată da naștere la o emisie de electroni, iar dacă energia fotonilor este egală cu $1/2.h\nu$, atunci acest proces să nu fie posibil.

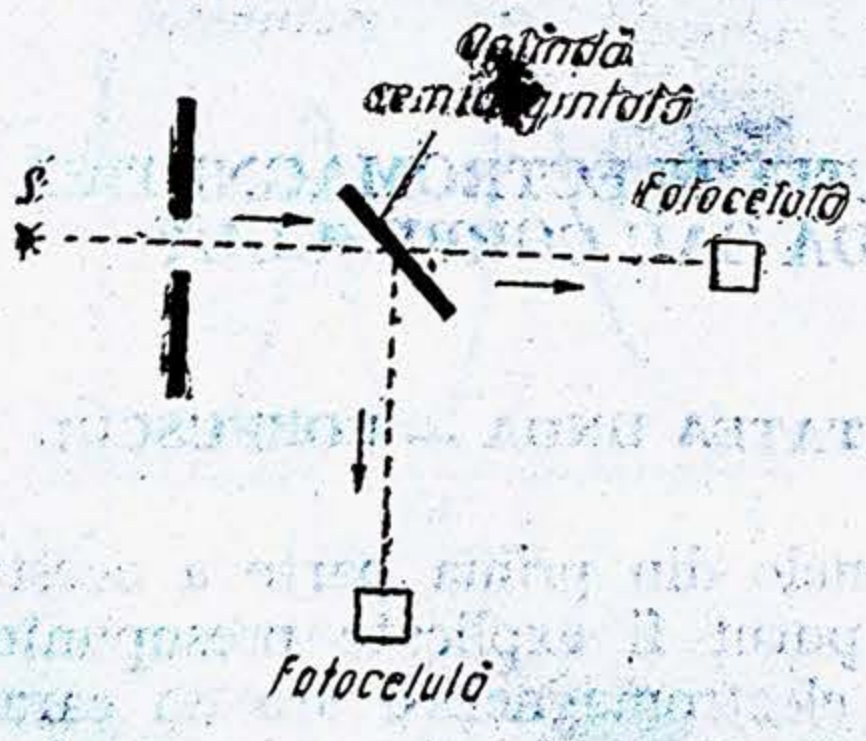


Fig. 2.150. Schema experienței pentru studiul posibilității de divizare a fotonului

Dacă un foton ar fi despărțit în două de către oglinda semitransparentă, atunci ar însemna că în cele două celule fotoelec-

Fig. 2.151. Variația probabilității ca o bilă să ajungă într-un punct de pe ecranul de observație în cazul în care numai una din fante este deschisă.

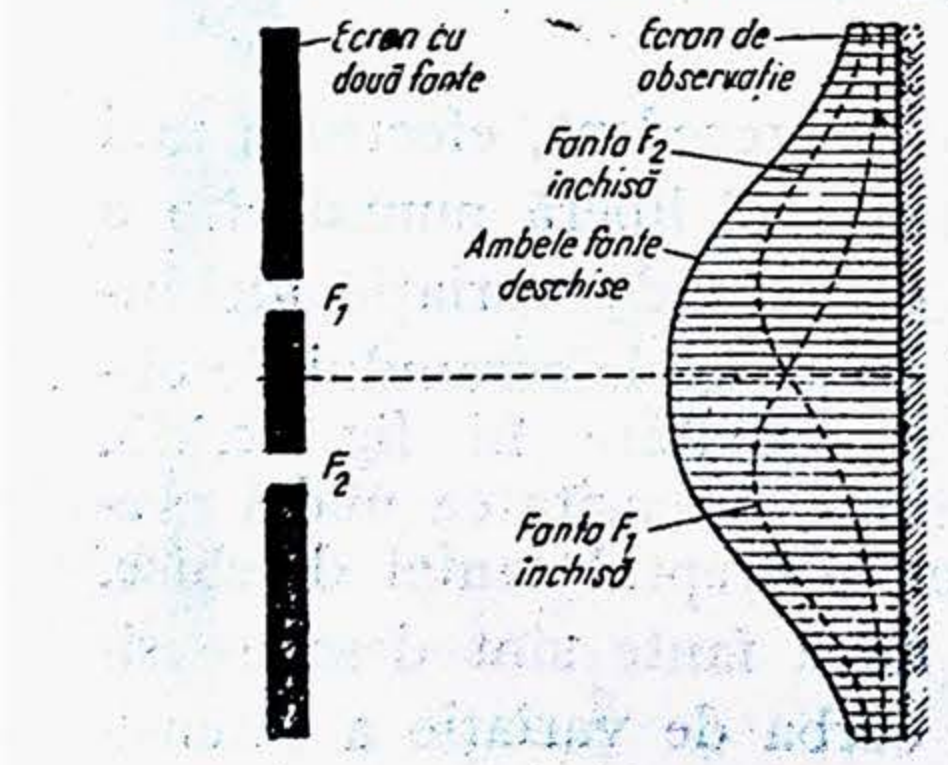


Fig. 2.152. Variația probabilității ca o bilă să ajungă într-un punct de pe ecranul de observație în cazul în care ambele fante sînt deschise

trice nu ar putea să circule curent electric. Experiența arată însă că cele două celule fotoelectrice sînt parcurse de către curenți electrici a căror intensitate este egală cu jumătate din valoarea corespunzătoare absenței oglinzii semitransparente.

Rezultă că fotonii nu pot să fie despărțiți în două părți. Oglinda semitransparentă dirijează cîte o jumătate din numărul fotonilor la fiecare fotocelulă.

Imposibilitatea de a descompune fotonul în două părți componente ne obligă să-l considerăm ca fiind o *particulă nedivizibilă*. Aceasta ne creează dificultăți în interpretarea fenomenelor ondulatorii, admițînd că radiația electromagnetică are un caracter corpuscular.

Într-adevăr să considerăm experiența de interferență a lui Young și să urmărim pe rînd fenomenele, considerînd la început o sursă care emite corpusculi, urmînd ca apoi să o înlocuim prin una care radiază unde.

Să efectuăm mai întîi experiența lui Young în cazul în care o utilizăm sursă care „aruncă" bile indestructibile în toate direcțiile. Evident, alegem dimensiunile celor două fante astfel încît bilele să le poată străbate. Cu ajutorul unui detector adecvat determinăm numărul de bile care cade în fiecare porțiune a ecranului de observație. Împărțind acest număr la numărul total de bile emise de sursă, determinăm probabilitatea ca o bilă să ajungă în punctul considerat de pe ecranul de observație.

Pentru ca esența fenomenelor să apară mai clar, la început lăsăm deschisă numai cîte o fantă. În acest caz se obțin curbele din fig. 2.151. Cum era și firesc probabilitatea prezintă un maxim în punctul aflat în dreptul centrului fantei deschise.

Dacă ambele fante sînt simultan deschise atunci se obține curba din fig. 2.152. După

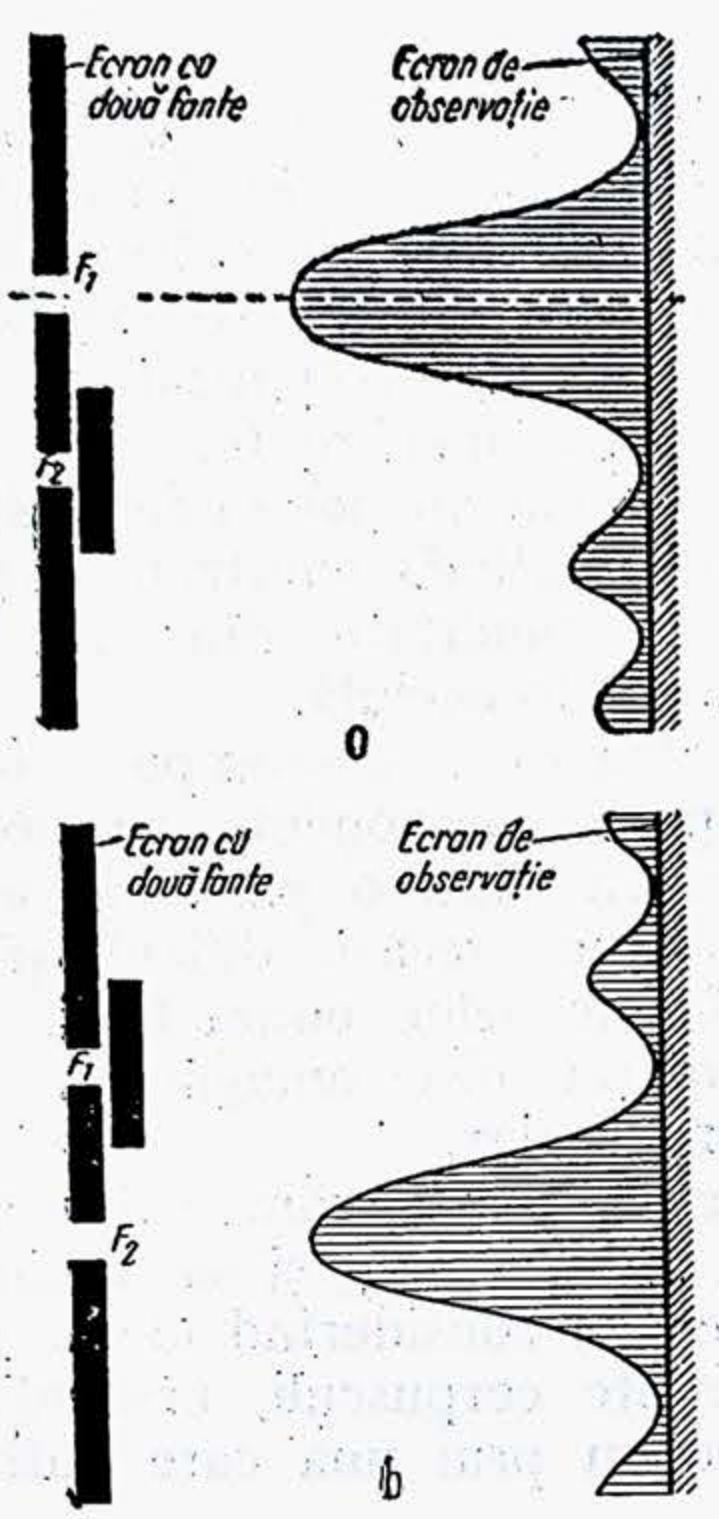


Fig. 2.153. Variația intensității undei rezultante în punctele ecranului de observație în cazul în care numai una din fante este deschisă

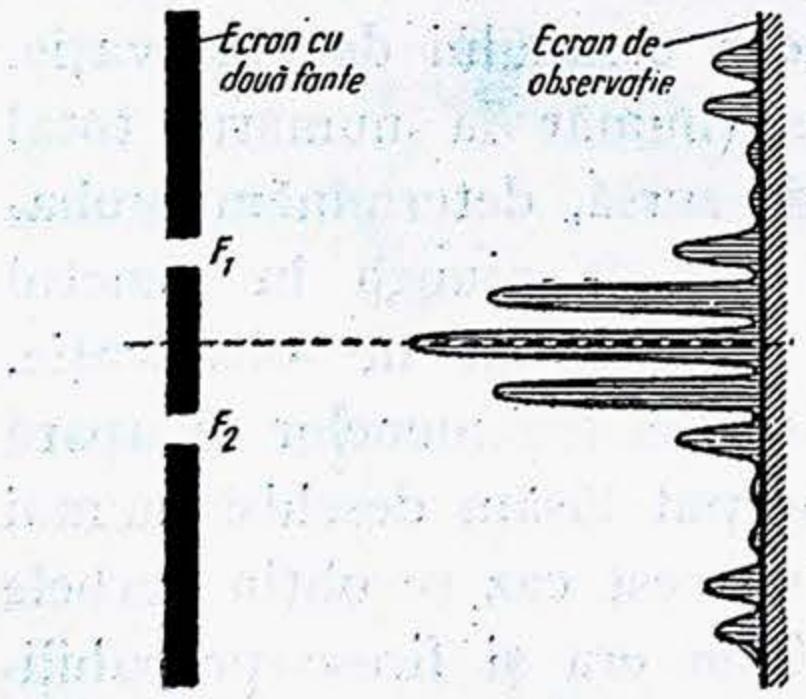


Fig. 2.154. Variația intensității undei rezultante în punctele ecranului de observație în cazul în care ambele fante sînt deschise

cum se observă probabilitatea ca o particulă să ajungă într-un punct al ecranului este egală cu suma probabilităților corespunzătoare cazurilor în care numai una din fante este deschisă. În fond această constatare era de așteptat avînd în vedere că într-un punct oarecare al ecranului de observație o particulă ajunge sau prin prima fantă sau prin cea de a doua.

Curba de variație a probabilității în cazul în care cele două fante sînt simultan deschise prezintă un maximum relativ puțin pronunțat în centrul ecranului. Acesta denotă că *în cazul în care experiența este efectuată cu particule nu apar franje de interferență.*

Să efectuăm aceeași experiență și cu o sursă S care emite, unde nu particule. Pentru ca rezultatele experienței să fie cît mai concludente vom utiliza undele „cele mai veritabile" de exemplu cele care se formează pe suprafața apei. În consecință pe suprafața apei dintr-un acvariu uriaș vom dispune o sursă sub forma unei tije care este introdusă și scoasă ritmic cu ajutorul unui mecanism automat, un ecran cu două fante și în sfîrșit un ecran de observație perfect absorbant (ca să nu apară reflexii) pe care se află un dispozitiv pentru măsurarea intensității undelor.

Ca și în cazul precedent, efectuăm mai întîi experiența lăsînd liberă numai cîte o singură fantă. Curbele de variație ale intensității undei în punctele ecranului de observație sînt reprezentate în fig. 2.153. Cum era și natural, intensitatea undei prezintă un maxim în dreptul fantei deschise.

Dacă cele două fante sînt deschise simultan atunci curba de variație a intensității undei în punctele ecranului de observație arată ca în fig. 2.154. La mijlocul

Fig. 2.155. Variația intensității luminii în cazul în care numai una din fante este deschisă

ecranului se obține un maxim foarte pronunțat, urmat de o serie de maxime dispuse simetric față de cel central, din ce în ce mai aplatisate pe măsură ce sînt situate la distanțe mai mari. Această curbă arată clar prezența fenomenelor de interferență. Intensitatea undei rezultante în situația în care ambele fante sînt deschise nu mai este egală cu suma intensităților corespunzătoare cazurilor în care numai una din fante este liberă. În fond, aceasta este o consecință a faptului că la adunarea a două unde intervine și defazajul dintre ele, ceea ce determină ca în cazul în care ele sînt în fază, respectiv în antifază, amplitudinea undei rezultante să fie egală cu suma, respectiv diferența amplitudinilor undelor componente.

Pentru a determina natura radiațiilor electromagnetice urmează să facem această experiență și cu lumina, evident, avînd grijă să modificăm în mod convenabil geometria dispozitivului. Rezultatul acestei experiențe a fost expus : în cazul în care numai una din fante este deschisă se obțin curbele din fig. 2.155, iar în situația în care ambele sînt libere curba din fig. 2.156. Aceste curbe indică clar apariția fenomenului de interferență ceea ce înseamnă ca radiația electromagnetică are un caracter ondulatoriu.

Desigur, s-ar putea explica fenomenele care apar în acest caz presupunînd că între fotoni ar exista o anumită interacțiune, interacțiune care ar explica apariția franjelor de interferență. Această ipoteză poate fi verificată experimental, efectuînd experiența cu o sursă foarte slabă astfel încît, de exemplu ea să emită un foton pe minut. Dacă această interacțiune ar explica apariția fenomenelor de interferență, atunci în acest caz nu ar trebuisă apară franje deoarece dispozitivul este străbătut pe rînd numai de către un singur foton, care evident nu are cu cine interacționa. O asemenea expe-

rienţă a fost efec-tuată în 1 909 de către *G.Taylor*, care a luat toate măsurile ca în dispozitivul său să nu se afle simultan niciodată sau practic niciodată, doi fotoni. Utilizînd un timp de expunere al plăcii fotografice foarte mare, de ordinul a cîteva luni, Taylor a constatat că figura pe care a obţinut-o este identică cu cea care apare în cazul în care se utilizează un fascicul format dintr-un foarte mare număr de fotoni, evident în acest caz timpul de expunere reducîndu-se în mod corespunzător.

Din această experienţă nu putem să tragem concluzia că între fotoni nu ar exista nici o interacţiune. Putem să tragem însă concluzia că apariţia franjelor de interferenţă nu se poate explica prin faptul că dispozitivul este traversat simultan de mai mulţi fotoni.

S-ar părea că această experienţă nu poate fi interpretată corect dacă se admite că radiaţia electromagnetică are un caracter corpuscular. Într-adevăr, aşa după cum s-a arătat, un foton nu poate fi divizat în două. În consecinţă un foton care a ajuns pe ecranul de observaţie a trecut ori printr-o fantă, ori prin cealaltă. Să presupunem că fotonul considerat a trecut prin fanta superioară. În acest caz comportarea lui nu ar trebui să depindă de faptul că cea de a doua fantă este liberă sau blocată. Într-adevăr un asemenea foton nu are de unde „să ştie" în ce situaţie se află fanta inferioară, ceea ce ar determina absenţa fenomenelor de interferenţă. Situaţia se modifică radical în cazul în care operăm cu unde. Dacă este deschisă numai una din fante atunci pe ecranul de observaţie ajung numai undele care au trecut prin aceasta. În cazul în care cele două fante sînt deschise, undele trec prin ambele, simultan, interferînd în punctul corespunzător al ecranului de observaţie.

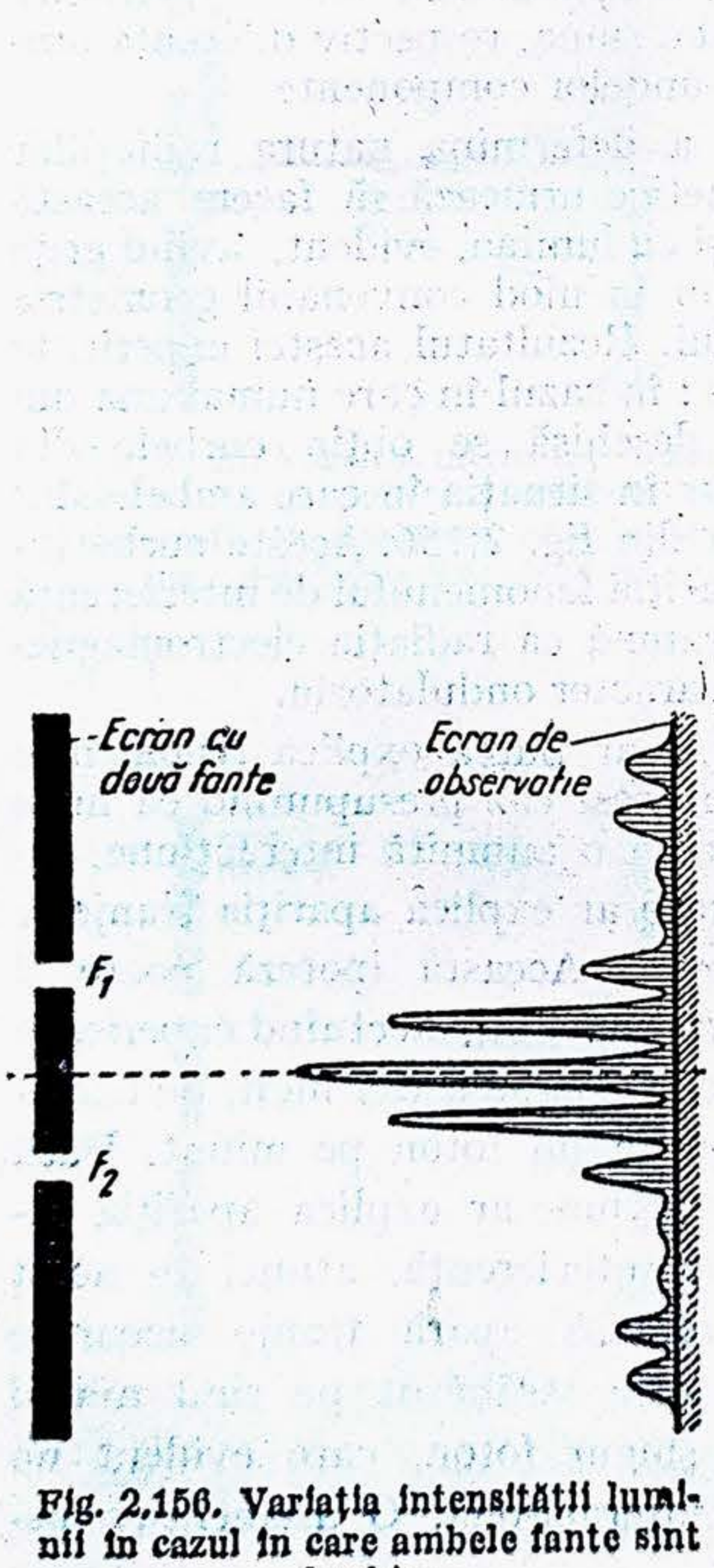


Fig. 2.156. Variaţia intensităţii luminii în cazul în care ambele fante sînt deschise

Radiația termică, efectele fotoelectrice și Comton nu pot fi însă explicate dacă se admite că lumina are un caracter ondulatoriu.

Singura posibilitate care ne-a mai rămas este *de a renunța să punem în opoziție caracterul ondulatoriu cu cel corpuscular și de a încerca să explicăm totalitatea fenomenelor prezentate considerînd că radiația electromagnetică este mai complexă, prezentînd în același timp atît proprietățile ondulatorii cît și corpusculare (fig. 2.157). Această încercare de a contopi într-o imagine unitară aspectele duale ale luminii a fost încununată de succes, creîndu-se astfel un nou capitol al fizicii moderne — electrodinamica cuantică.*

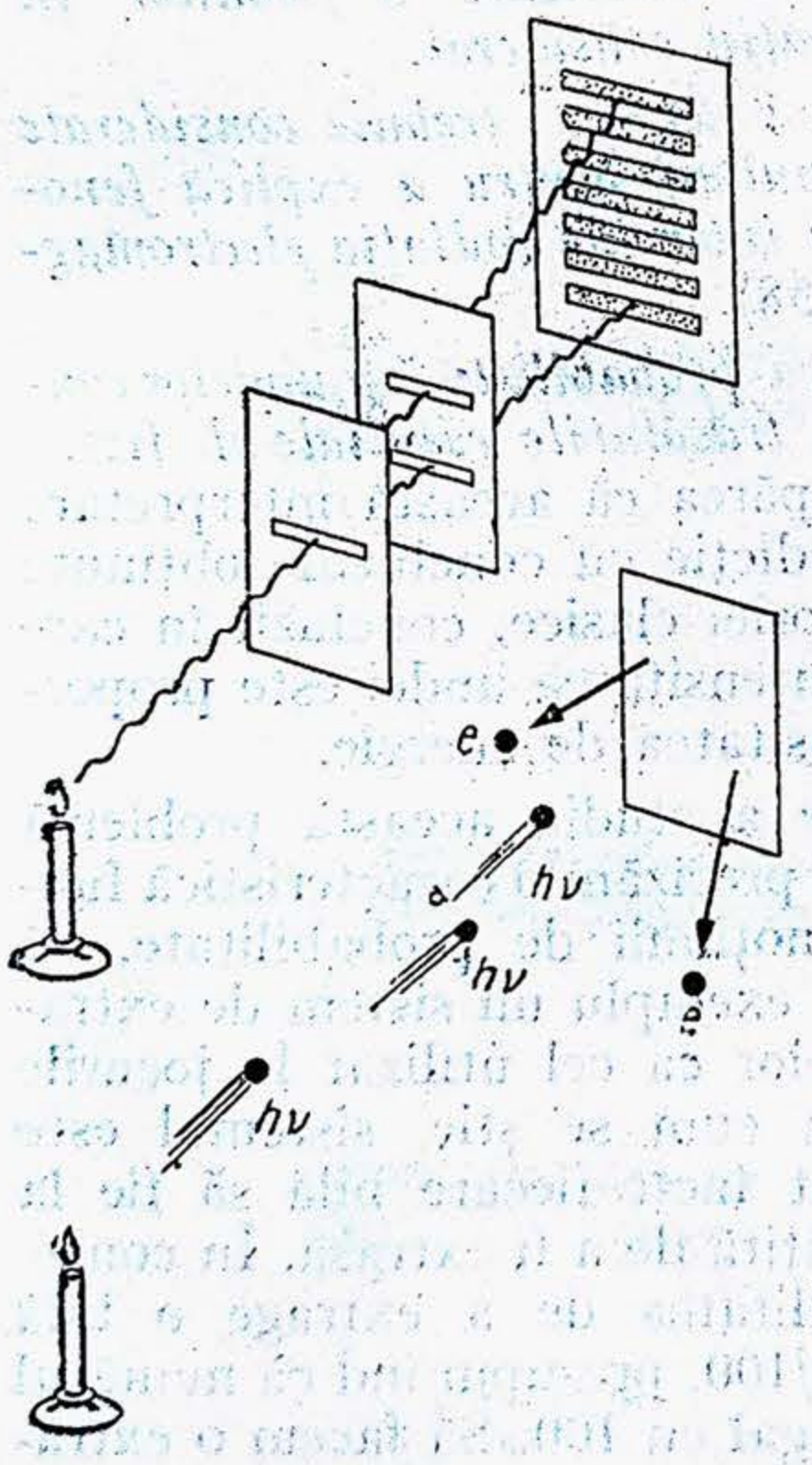


Fig. 2.157. Dualitatea undă-corpuscul : imaginea pe care trebuie să ne-o formăm despre lumină în cazul fenomenului de interferență — *a* și respectiv efectului fotoelectric — *b*.

2.3.2. PRINCIPIILE FUNDAMENTALE ALE ELECTRODINAMICII CUANTICE

Electrodinamica cuantică a fost creată cum era și firesc după ce a fost elaborată mecanica cuantică. Evident electrodinamica cuantică va reflecta spiritul mecanicii cuantice. În cele ce urmează vom expune ideile fundamentale ale electrodinamicii cuantice, urmînd ca o parte din ele să fie justificate mai riguros în capitolul care urmează, capitol care este dedicat mecanicii cuantice.

Ideile fundamentale ale electrodinamicii cuantice pot fi sistematizate prin două aspecte.

1. **Aspectul corpuscular.** *Radiația electromagnetică este formată din particule discrete, indivizibile, denumite fotoni. În fotoni sînt concentrate atributele corpusculare ale radiației.* Astfel *un foton posedă energie, impuls și moment cinetic* ca orice particulă materială. *Interacțiunea dintre radiația electromagnetică și substanță trebuie deci considerată ca fiind un proces în care intervine un foton și un element constituent al acesteia,*

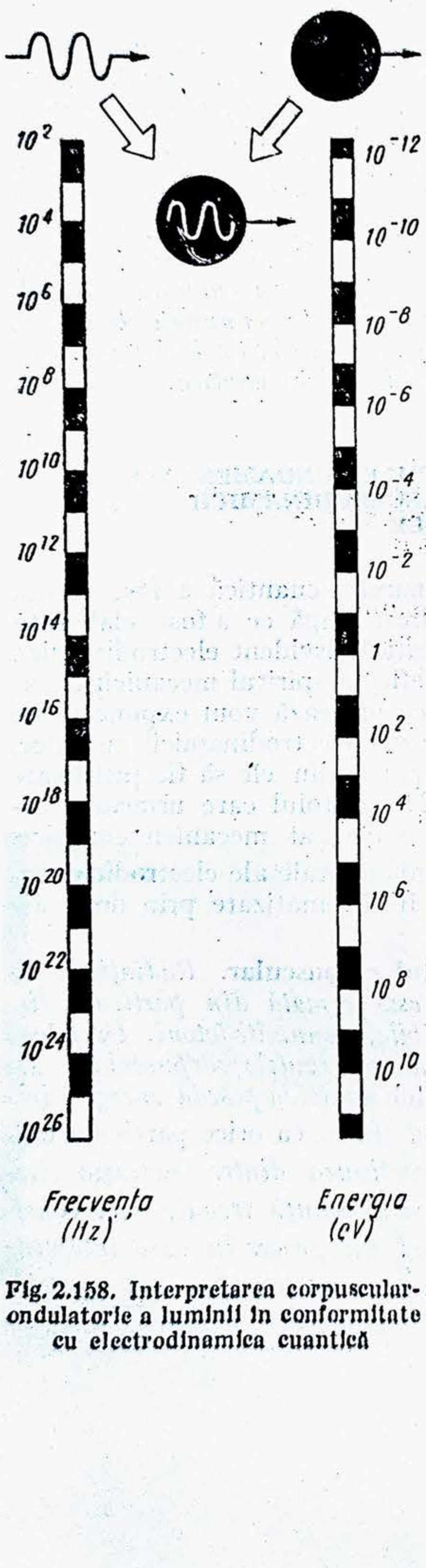


Fig. 2.158. Interpretarea corpuscular-ondulatorie a luminii în conformitate cu electrodinamica cuantică

explicîndu-se astfel toate particularitățile fenomenelor prezentate în partea a doua a acestui capitol.

2. **Aspectul ondulatoriu.** *Propagarea unui foton în spațiu este descrisă în mod corect de către relațiile deduse din teoria clasică a fenomenelor electromagnetice. Din acest punct de vedere, fiecare foton poate fi considerat ca fiind o undă cu o anumită structură. Semnificația fizică a acestei unde în electrodinamica clasică diferă de cea din teoria clasică.* În electrodimanica clasică, intensitatea undei într-un punct este proporțională cu densitatea de energie. *În electrodinamica cuantică intensitatea undei este proporțională cu probabilitatea de localizare a fotonilor în punctul din spațiu considerat.*

Aceste două aspecte trebuie considerate întotdeauna simultan pentru a explica fenomenele în care intervine radiația electromagnetică (fig. 2.158).

Interpretarea probabilistică a undelor constituie una din trăsăturile esențiale ale fizicii cuantice. S-ar părea că această interpretare vine în contradicție cu concluziile obținute cu ajutorul teoriei clasice, concluzii în care se admite că intensitatea undei este proporțională cu densitatea de energie.

Înainte de a studia această problemă este necesar să precizăm o caracteristică fundamentală a noțiunii de probabilitate. Să considerăm de exemplu un sistem de extragere a numerelor ca cel utilizat la jocurile de loto. După cum se știe, sistemul este astfel construit încît fiecare bilă să fie la fel de îndreptățită de a fi extrasă. În consecință, probabilitatea de a extrage o bilă este egală cu 1/100, presupunînd că numărul acestora este egal cu 100. Să facem o extragere. Să presupunem că a ieșit bila cu numărul 17. Rezultă de aici că probabilitatea de extragere a bilei cu numărul 17 este egală cu unitatea, iar cea corespunzătoare celorlalte este nulă ? Nicidecum, căci dacă se

efectuează noi operații nu va fi extrasă bila nr. 17.

Să efectuăm un număr mai mare de extrageri, de exemplu 100. Bineînțeles avem grijă ca de fiecare dată bila extrasă anterior să fie reintrodusă, pentru ca următoarea extragere să fie efectuată din 100 bile. În acest caz se constată că un număr relativ mare de bile au fost extrase o dată, un număr relativ mic au fost extrase de două ori, un număr foarte mic au fost extrase de trei ori, eventual de mai multe ori, iar restul nu au fost extrase niciodată. În acest caz dacă se calculează probabilitatea de extragere a fiecărei bile se constată că se obțin mărimi care fluctuează în jurul valorii 1/100.

În continuare să efectuăm un număr și mai mare de extrageri, de exemplu 1000, 10 000, 100 000, 1 000 000 etc. Dacă calculăm de fiecare dată probabilitatea de extragere a unei bile atunci se constată că pe măsură ce numărul extragerilor crește, fluctuațiile în jurul valorii 1/100 devin din ce în ce mai mici, pînă cînd ajung la valori relative cu totul neglijabile.

Din cele prezentate se desprinde concluzia că *cu cît numărul evenimentelor este mai mare, cu atît rezultatele calculate cu ajutorul metodelor pe care ni le punela dispoziție teoria probabilităților sînt confirmate experimental cu o precizie mai bună.*

În domeniul frecvențelor radio energia fotonilor este foarte mică. Astfel în cazul în care frecvența este egală cu 1 MHz energia unui foton este egală cu $6{,}6 \cdot 10^{-21}$ erg, ceea ce înseamnă $4 \cdot 10^{-9}$ eV. Aceasta explică de ce undele radio pot fi detectate numai dacă conțin un număr foarte mare de fotoni. Astfel cele mai sensibile radioreceptoare pot să detecteze unde numai dacă sînt prezenți mai mult de 10^{10} fotoni/secundă. Numărul mare de fotoni care sînt întotdeauna prezenți în cazul dispozitivelor electronice utilizate curent determină ca

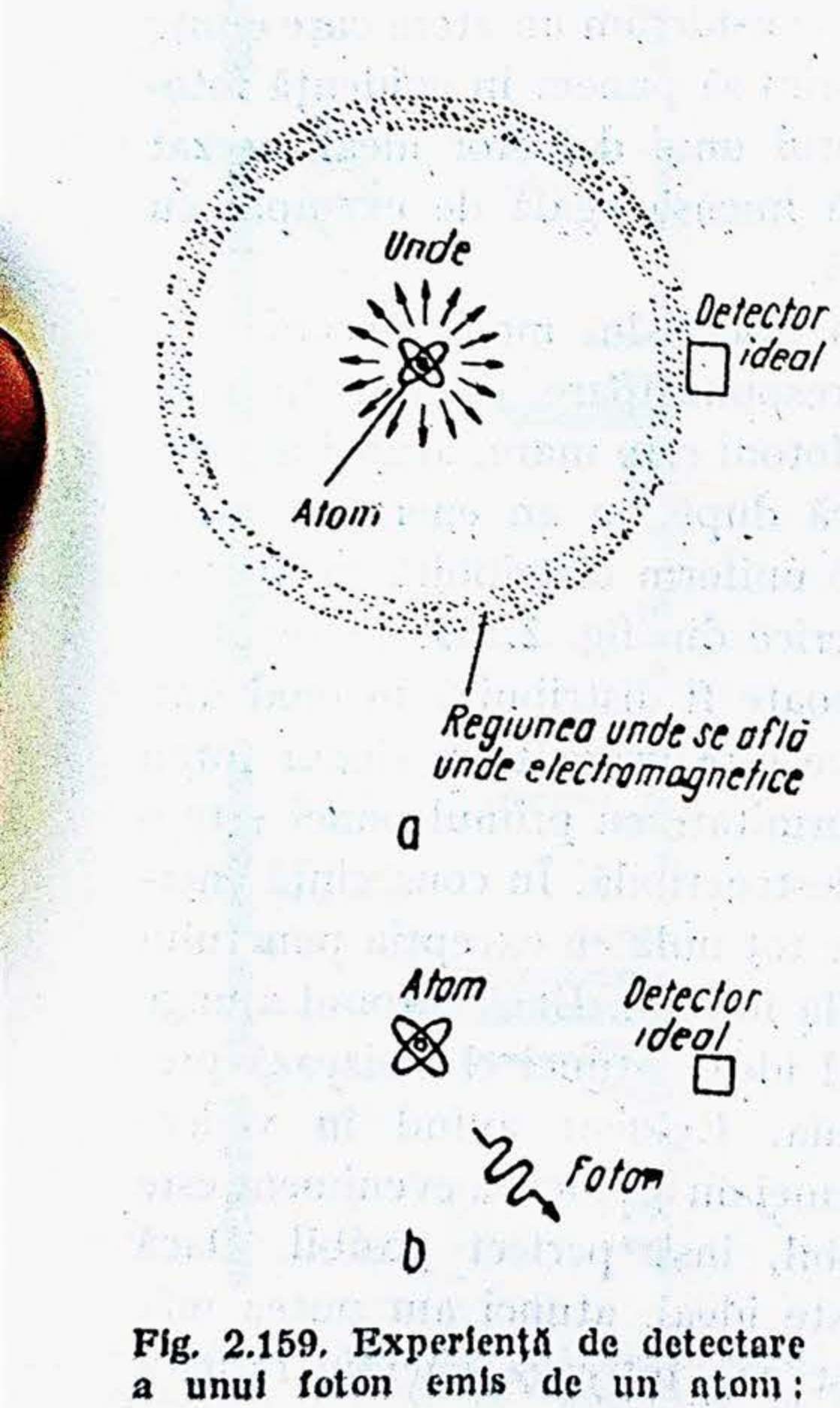


Fig. 2.159. Experiență de detectare a unui foton emis de un atom: *a* — fenomenele din punctul de vedere al fizicii clasice *b* — fenomenele din punctul de vedere al electrodinamicii cuantice.

electrodinamica clasică să fie perfect utilizabilă în aceste cazuri.

Dacă numărul fotonilor este mic, atunci concluziile deduse cu ajutorul electrodinamicii cuantice diferă de cele ale electrodinamicii clasice. Într-adevăr *în acest caz produsul dintre probabilitatea de localizare și numărul total de fotoni numai reprezintă numărul efectiv de fotoni existenți în micul volum din jurul punctului considerat.* Aceasta explică o serie de fenomene care la prima vedere par paradoxale, dar care la o analiză mai atentă se dovedesc a fi perfect explicabile, avînd în vedere caracterul probabilistic al fenomenelor.

Astfel să considerăm un atom care emite un foton. Dorim să punem în evidență fotonul cu ajutorul unui detector ideal, așezat la o distanță imensă egală de exemplu cu un an-lumină.

Dacă am aplica în mod mecanic rezultatele corespunzătoare cazului în care numărul de fotoni este mare, atunci am putea afirma că după un an energia radiată de atom este uniform distribuită în interiorul coajei sferice din fig. 2.159. În realitate energia nu poate fi distribuită în mod uniform deoarece este prezent un singur foton care în conformitate cu primul punct este o particulă indestructibilă. În consecință energia este peste tot nulă cu excepția punctului în care se afla fotonul. Dacă fotonul ajunge pe detectorul ideal, atunci el sesizează prezența acestuia. Evident avînd în vedere datele problemei un asemenea eveniment este puțin probabil, însă perfect posibil. Dacă detectorul este ideal, atunci am putea măsura în acest caz întreaga energie radiată de atom.

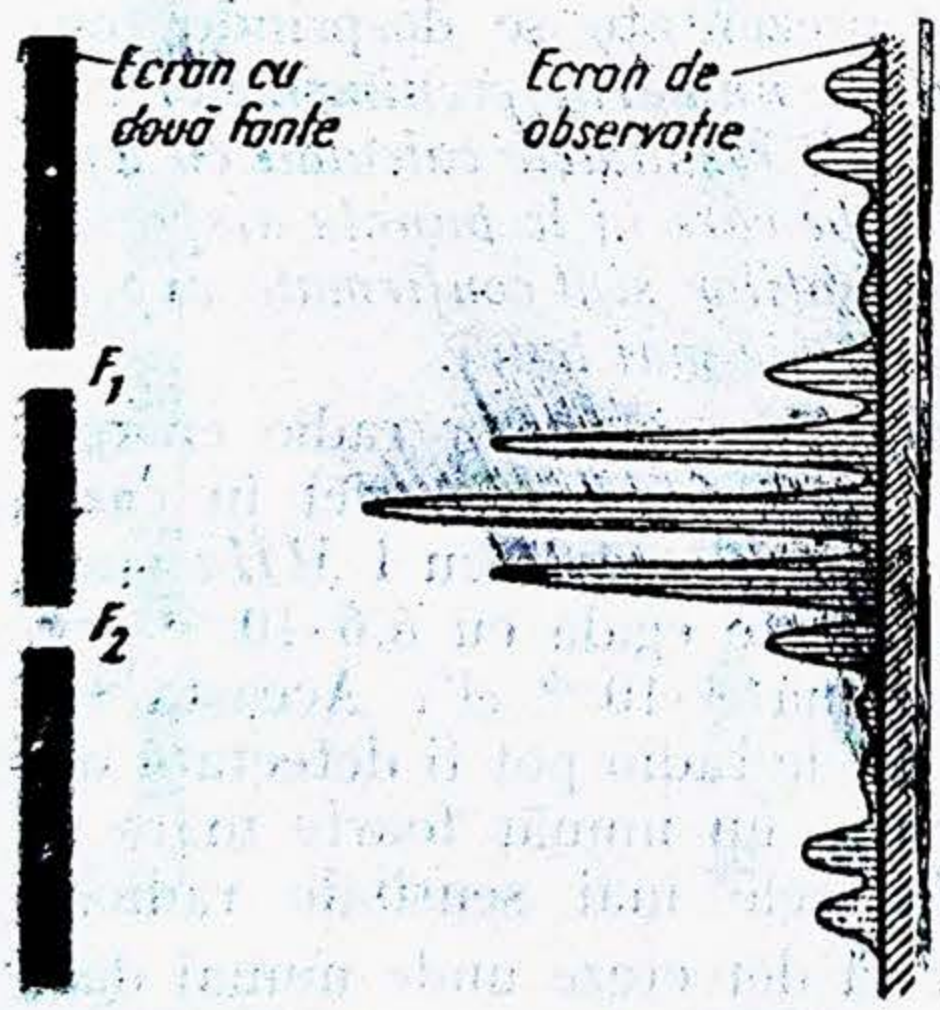


Fig. 2.160. Variația probabilității de localizare a unui foton pe ecranul de observație în cazul experienței de interferență cu două fante

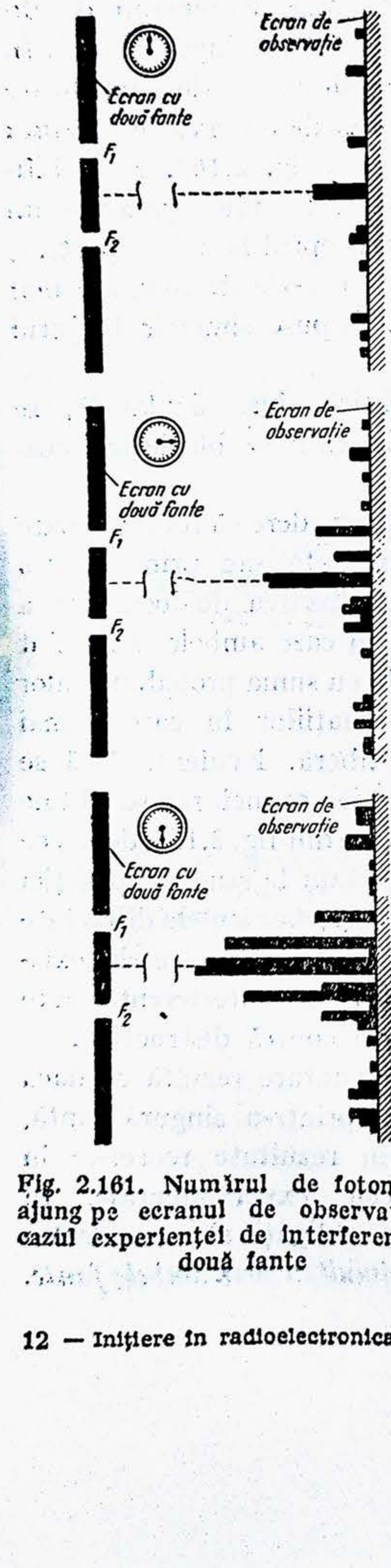


Fig. 2.161. Numărul de fotoni care ajung pe ecranul de observație în cazul experienței de interferență cu două fante

Din punct de vedere al teoriei clasice, detectorul niciodată nu va putea pune în evidență întreaga energie radiată de atom. Aceasta ar presupune existența unui mecanism prin care energia distribuită în interiorul cojii sferice s-ar concentra în regiunea ocupată de detector. Și chiar dacă ar exista un asemenea mecanism atunci acestui proces i-ar trebui un timp egal cu doi ani. Într-adevăr energia aflată în partea opusă detectorului fiind situată la distanță egală cu doi ani-lumină, îi trebuie un timp egal cu doi ani pentru a] ajunge la detector.

Cu ajutorul principiilor expuse putem să explicăm în mod coerent toate fenomenele cunoscute.

Într-adevăr să explicăm fenomenele care au loc în cazul experienței de interferență cu două fante. Să considerăm un foton. În conformitate cu punctul nr. 2 propagarea acestui foton este descrisă de către undele studiate în prima parte a acestui capitol. În consecință probabilitatea de localizare a fotonului pe ecranul de observație prezintă o curbă de variație ca în fig. 2.160.

În dreptul franjelor luminoase probabilitatea prezintă maxime, iar în dreptul celor întunecoase minime. În consecință fotonul considerat poate fi localizat pe ecran în orice punct, însă cu o probabilitate mai mare în dreptul franjelor luminoase. Aceleași considerații sînt valabile și pentru ceilalți fotoni, care în consecință se vor îndrepta cu precădere către regiunile în dreptul cărora apar franjele luminoase (fig. 2.161). Se explică astfel apariția fenomenelor de interferență.

Avînd în vedere că fotonul este o particulă nedivizibilă ne-am putea pune întrebarea : prin ce fantă a trecut un foton oarecare?

Pentru a determina prin care fantă a trecut fotonul am putea să astupăm una din ele. În acest caz apare fenomenul de difracție produs de către o singură fantă. În consecință, probabilitatea de localizare a fotonilor pe ecranul de observație prezintă curba de variație din fig. 2.162. Probabilitatea de localizare a fotonilor prezintă un maxim puternic în dreptul fantei respective, după care urmează o serie de maxime mai puțin pronunțate, dispuse simetric în jurul primului.

O curbă identică, însă deplasată, se obține în cazul în care se blochează cealaltă fantă.

Desigur avînd în vedere că fotonul poate trece sau printr-o fantă sau prin cealaltă ar trebui ca probabilizatea de localizare a fotonului în cazul în care ambele fante sînt deschise să fie egală cu suma probabilităților corespunzătoare situațiilor în care numai una din ele este liberă. Evident, dacă se face această operație, atunci nu se obține curba de probabilitate din fig. 2.163, deoarece așa după cum s-a văzut la studiul difracției produse de două fante, fasciculele difractate de fiecare dintre ele interferă între ele, existînd situații în care interferența este constructivă sau din contră distructivă.

Din această constatare rezultă că dacă fotonii trec numai printr-o singură fantă, atunci nu se obțin rezultate teoretice în concordanță cu cele experiementale. În consecință, sîntem obligați să considerăm că *fotonul a trecut simultan prin ambele fante.*

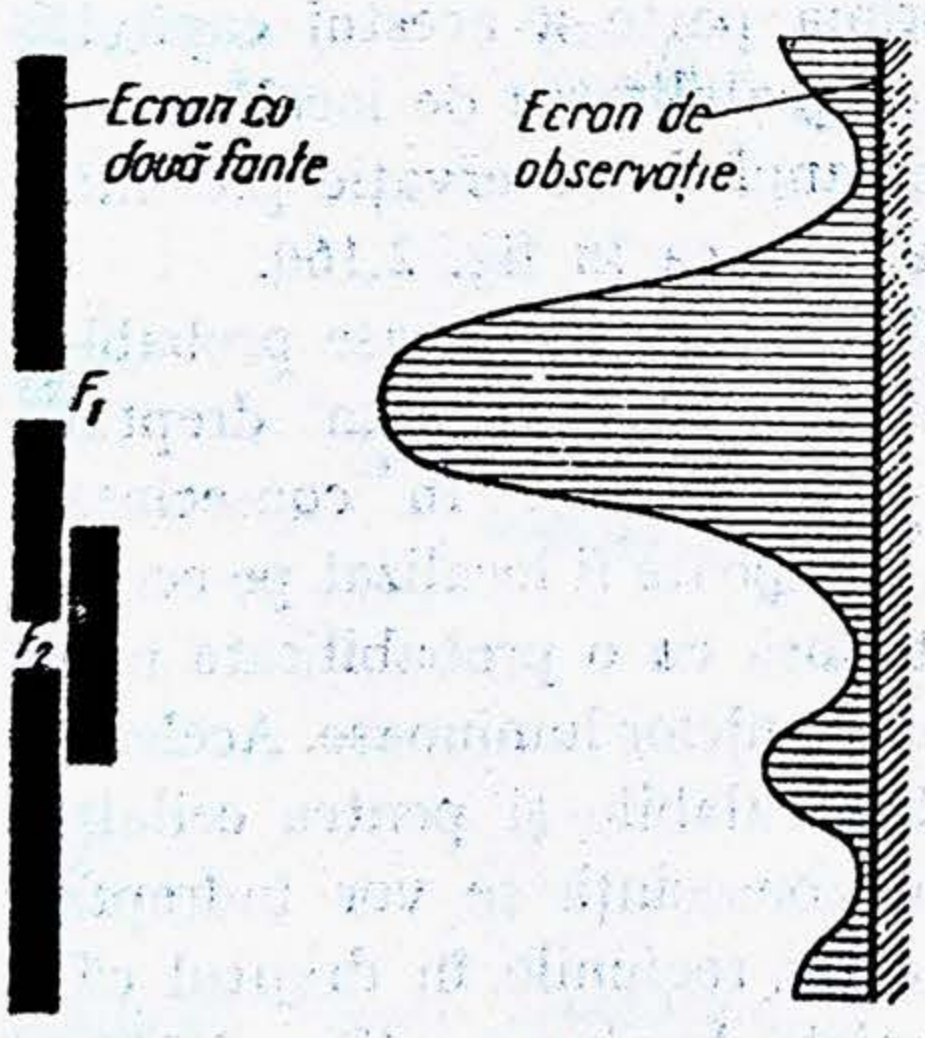


Fig. 2.162. Variația probabilității de localizare a unui foton pe ecranul de observație în cazul în care numai una din fante este deschisă

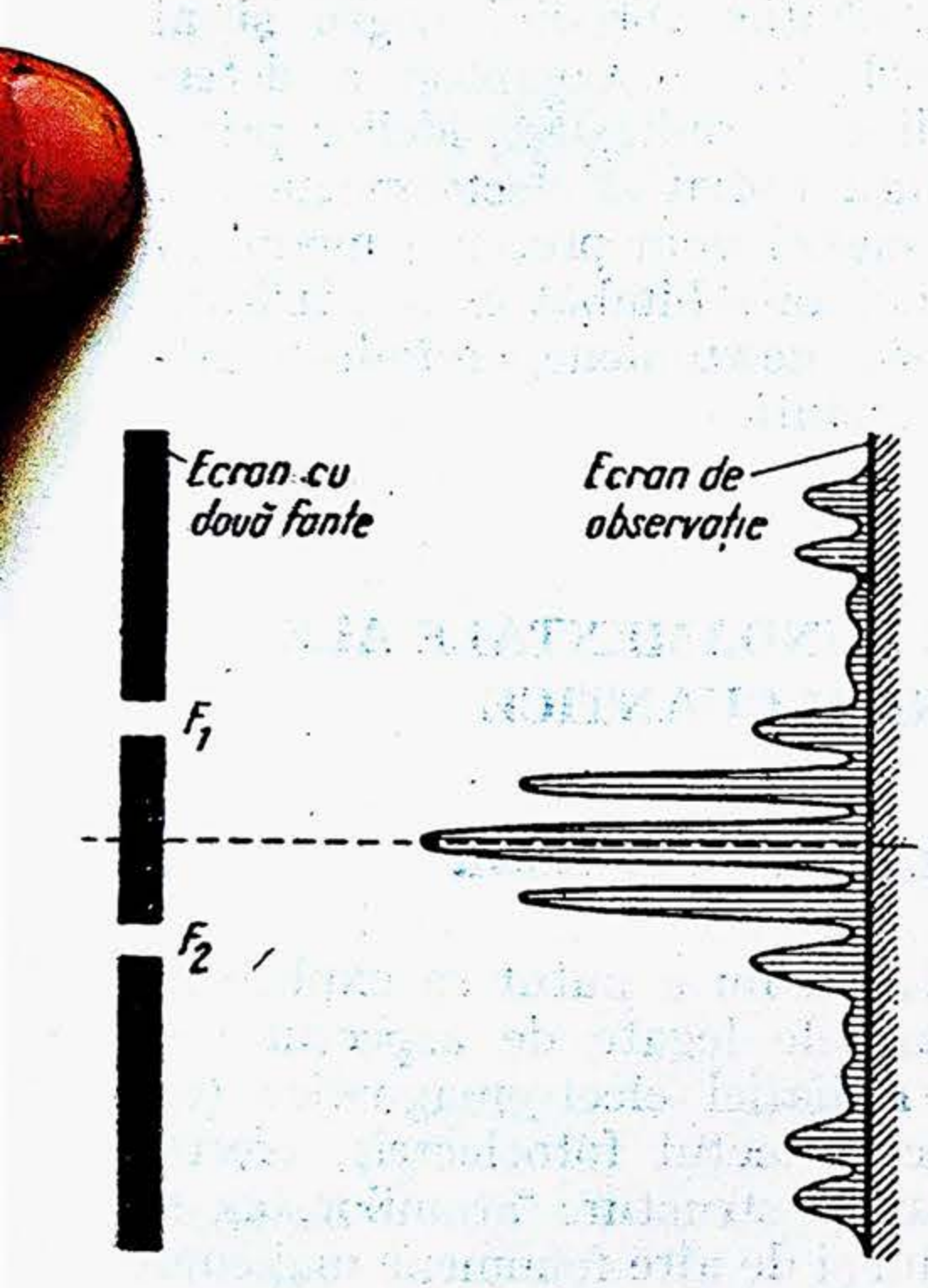


Fig. 2.163. Variația probabilității de localizare a unui foton pe ecranul de observație în cazul în care ambele fante sînt deschise

Într-un limbaj foarte sugestiv se afirmă că *fotonul interferă cu el însuși.*

Desigur o asemenea concluzie vine în flagrantă contradicție cu condiția ca fotonul să fie o particulă indestructibilă. Greșeala pe care o facem cînd ridicăm o asemenea obiecție constă în aceea că noi căutăm să găsim pentru foton un model care să aibă proprietățile unui obiect la scara macroscopică, adică accesibil simțurilor noastre. În realitate *fotonul este o particulă complexă care se refuză a fi asemănătoare cu unul din obiectele luminii macroscopice*. Într-adevăr la scara macroscopică nu există nici un obiect care să posede în același timp atît proprietăți corpusculare cît și ondulatorii. Aceasta explică de ce în unele cărți de popularizare a științei, fotonii sînt asemuiți cu niște *centauri*, care în mitologie erau imaginați ca fiind în același timp, atît oameni, cît și cai.

După cum vom vedea și *electronul, despre care am presupus în mod tacit că are numai proprietăți corpusculare, prezintă și proprietăți ondulatorii.*

Concluzia care se degajă din cele prezentate este că nu trebuie să punem în opoziție proprietățile ondulatorii cu cele corpusculare ale radiației electromagnetice, ci să le contopim.

Capitolul

3

ELEMENTE DE MECANICĂ CUANTICĂ

Studiul radiației corpului negru și al efectelor fotoelectric și Compton a determinat o modificare radicală a ideilor privitoare la natura radiației electromagnetice. În cele ce urmează vom prezenta modul în care aceste idei au schimbat esența fizică a mecanicii clasice newtoniene, creîndu-se astfel mecanica cuantică.

3.1. IDEILE FUNDAMENTALE ALE MECANICII CUANTICE

3.1.1. POSTULATELE LUI BOHR

Fizica clasică nu a putut să explice nu numai fenomenele legate de aspectul corpuscular al radiației electromagnetice (radiația termică, efectul fotoelectric, efectul Compton) dar și structura atomilor, ca să nu mai vorbim și de alte fenomene mai complicate. Într-adevăr, așa după cum s-a arătat, din punctul de vedere al fizicii clasice un atom ar trebui să fie instabil.

Meritul de a fi explicat stabilitatea edificiului atomic îi revine lui *Bohr*, care în 1913 ghidat de ipoteza cuantelor de energie a formulat următoarele două postulate:

1.) *Atomii se pot afla un timp îndelungat numai în anumite stări bine determinate în care nu emit și nu absorb energie, cu toate că în aceste stări au loc mișcări accelerate ale particulelor componente încărcate electric. În aceste stări atomul posedă energii care formează un șir discret* $E_1, E_2, \ldots E_n, \ldots$

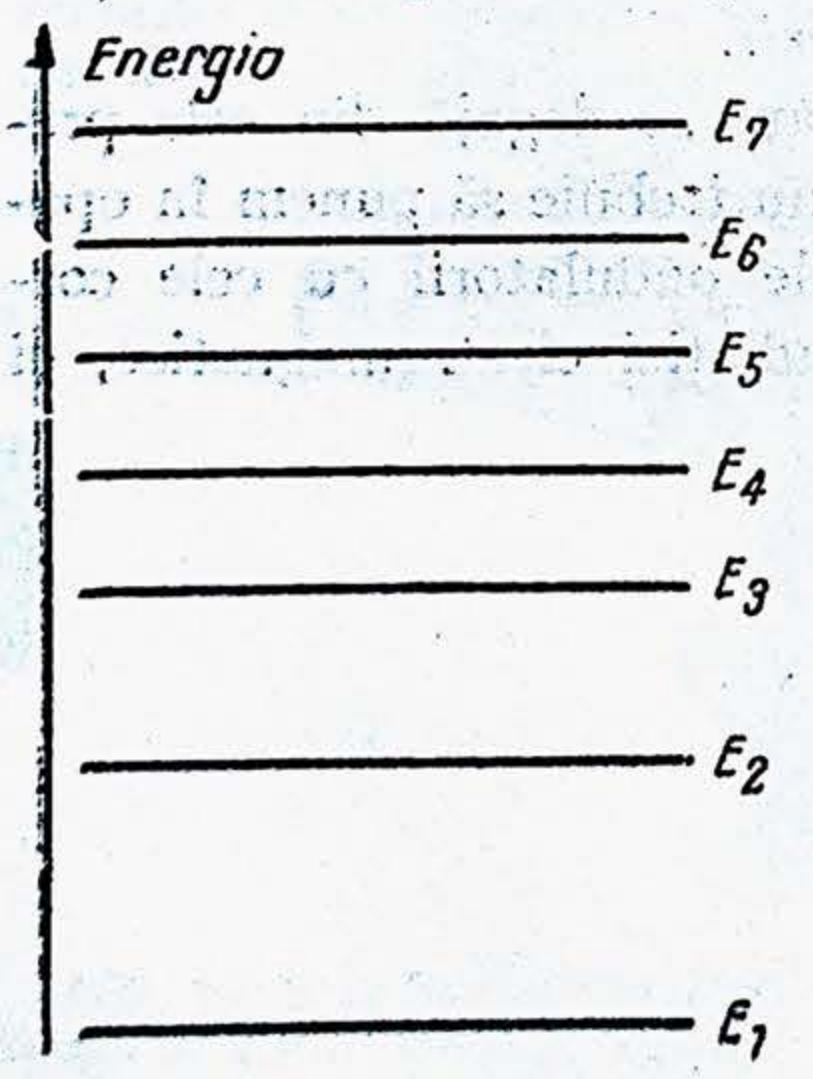


Fig. 3.1. Nivelele energetice ale unui atom

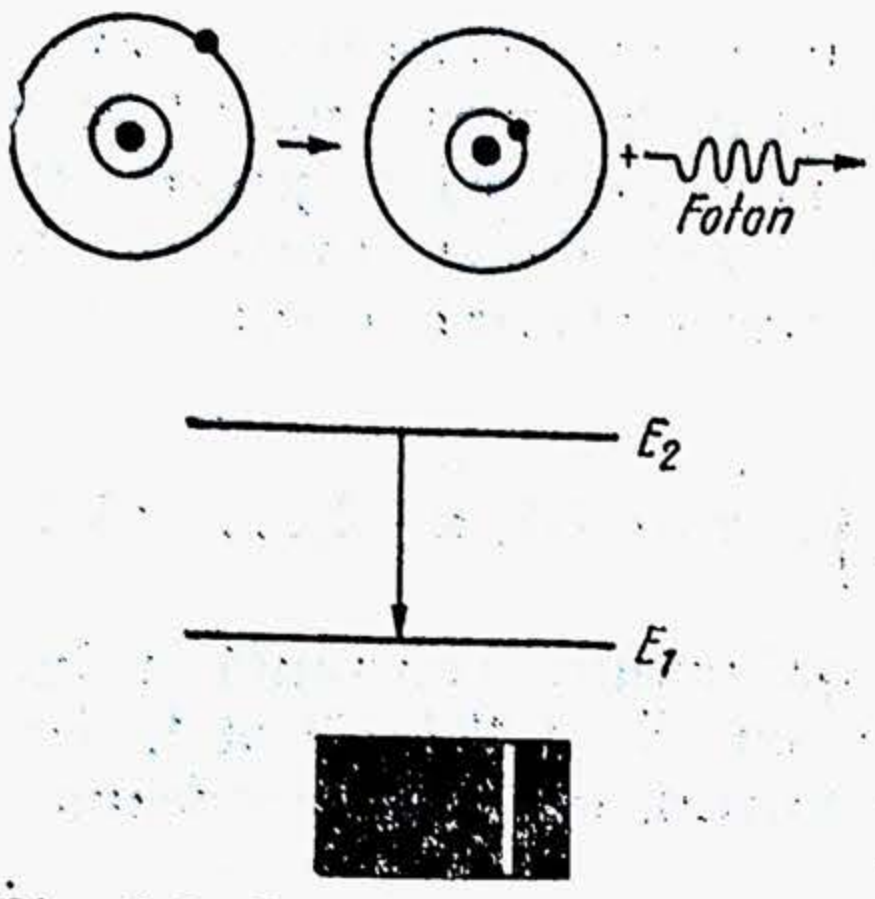


Fig. 3.2. Tranziția de pe un nivel energetic superior pe unul inferior

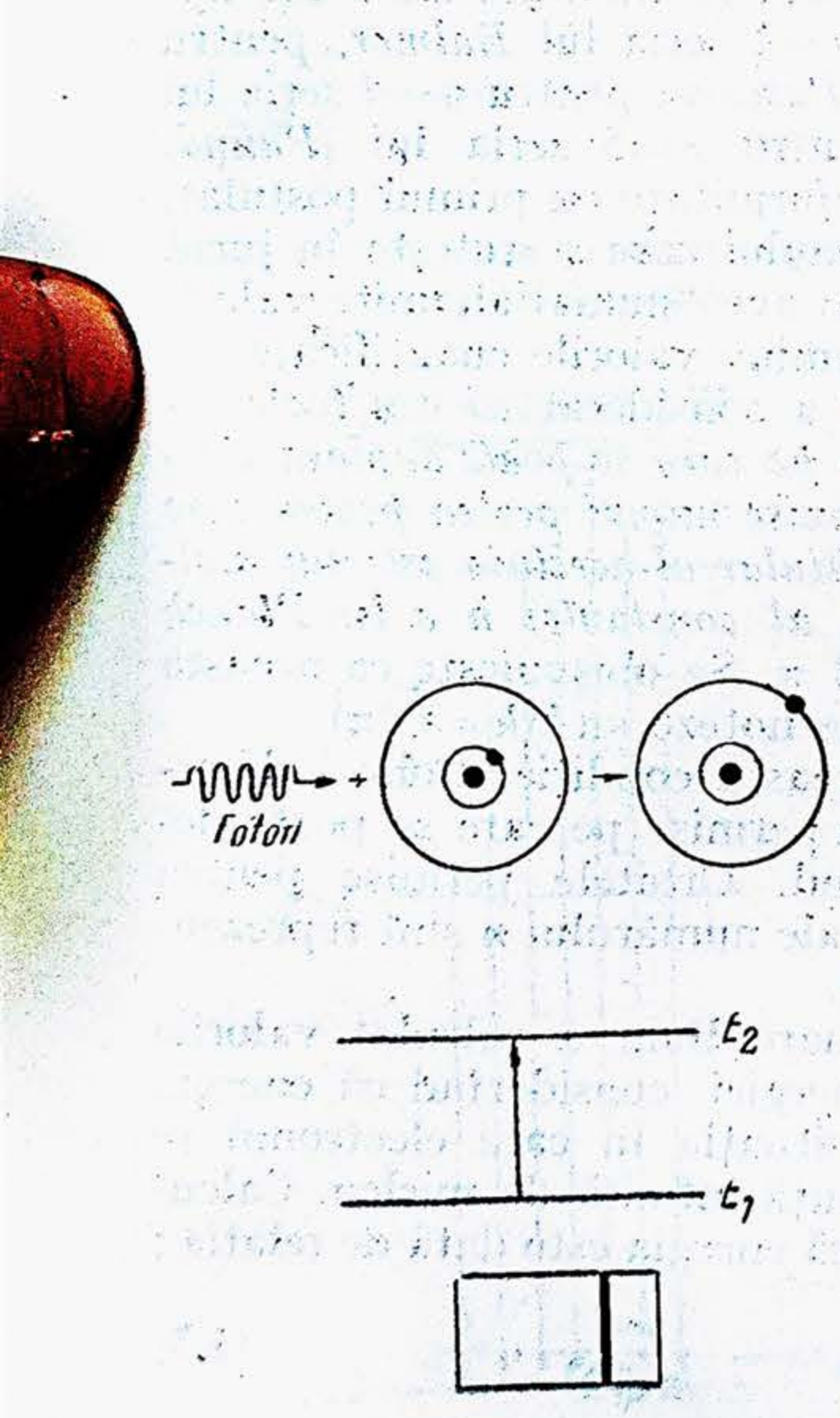


Fig. 3.3. Tranziția de pe un nivel energetic inferior pe unul superior

2) *La trecerea dintr-o stare caracterizată prin energia E_m într-o stare caracterizată prin energia E_n* atomul absoarbe (dacă $E_m < E_n$) sau emite (dacă $E_m > E_n$) *o radiație electromagnetică de frecvența ν_{mn} dată de relația :*

$$\nu_{mn} = \frac{|E_m - E_n|}{h} \qquad (3.1)$$

denumită *condiția frecvențelor.*

Conform primului postulat energia unui atom poate avea numai anumite valori. Un atom poate avea deci numai anumite nivele energetice. Diagrama nivelelor energetice se obține trasînd niște linii orizontale în dreptul valorilor respective ale energiei (fig. 3.1).

Cel de al doilea postulat se referă la tranziția dintre nivelele energetice. Se obișnuiește ca tranziția dintre două nivele să se reprezinte printr-o linie verticală trasată între nivelele energetice corespunzătoare. Pe această linie se trasează o săgeată care este îndreptată de la nivelul inițial către cel final. Dacă tranziția are loc de pe un nivel energetic superior pe unul inferior, adică dacă este îndreptată în jos, atunci atomul emite radiație electromagnetică. În cazul contrar în care săgeata este îndreptată în sus, atomul absoarbe radiație electromagnetică (fig. 3.2 și 3.3).

Ambele postulate contrazic net principiile fizicii clasice. Într-adevăr în conformitate cu primul postulat, *atomii în stări staționare nu emit radiații electromagnetice* deși electronii componenți execută mișcări accelerate (de exemplu mișcări pe orbite închise), iar în conformitate cu cel de al doilea postulat, *frecvențele radiațiilor emise sau absorbite nu au nimic comun cu frecvențele mișcărilor periodice ale electronilor.*

Bohr a aplicat aceste postulate pentru explicarea spectrului radiației emise de atomul de hidrogen.

După cum au arătat măsurătorile spectroscopice, atomul de hidrogen emite foarte multe linii spectrale, care pot fi grupate în mai multe serii. Lungimile de undă ale liniilor spectrale care formează o serie satisfac relația :

$$\frac{1}{\lambda}=R\left(\frac{1}{m^2}-\frac{1}{n^2}\right);\ m=n+1,\ n+2,\ldots \quad (3.2)$$

unde R este așa numita constantă a lui *Rydberg*, egală cu $R=1{,}097\cdot10^7\ \mathrm{m}^{-1}$, iar m și n numere întregi, m fiind întotdeauna mai mare ca n.

Aceste serii au căpătat denumirea cercetătorilor care le-au pus în evidență. Astfel pentru $n=1$ seria se numește seria lui *Lyman*, pentru $n=2$ seria lui *Balmer*, pentru $n=3$ seria lui *Paschen*, pentru $n=4$ seria lui *Brackett* și pentru $n=5$ seria lui *Phund*.

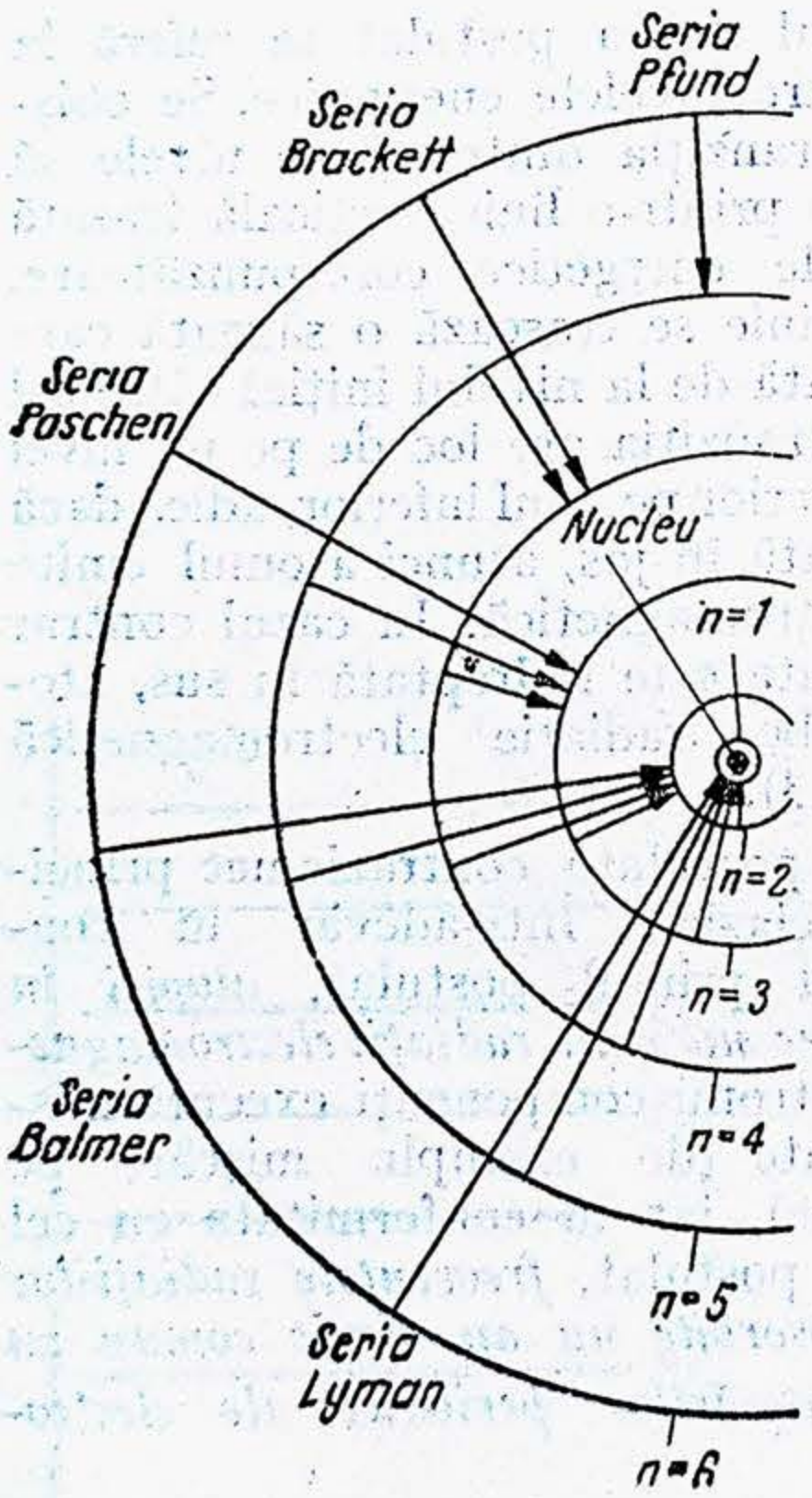


Fig. 3.4. Orbitele permise ale lui Bohr pe care se poate roti electronul în jurul nucleului, în cazul atomului de hidrogen

În conformitate cu primul postulat, energia electronului care se rotește în jurul nucleului poate avea numai anumite valori. Pentru a determina valorile cuantificate ale energiei, Bohr a considerat *că din toate orbitele circulare pe care se poate deplasa electronul sînt permise numai acelea pentru care momentul unghiular al acestuia este un multiplu întreg n al constantei h a lui Planck divizată prin* 2π. Se obișnuiește ca această constantă să se noteze cu $\hbar(\hbar=h/2\pi)$.

Punînd această condiție, Bohr a determinat orbitele permise pe care se poate deplasa electronul. Orbitele permise pentru diferite valori ale numărului n sînt reprezentate în fig. 3.4.

În continuare Bohr a calculat valorile permise ale energiei, considerînd că energia este nulă în situația în care electronul se află la o distanță infinită de nucleu. Calculele au arătat că energia este dată de relația :

$$E_n=-\frac{me^4}{8\varepsilon_0^2h^2}\cdot\frac{1}{n^2} \quad (3.3)$$

unde m este masa electronului, e sarcina lui electrică, iar ε_0 permitivitatea vidului.

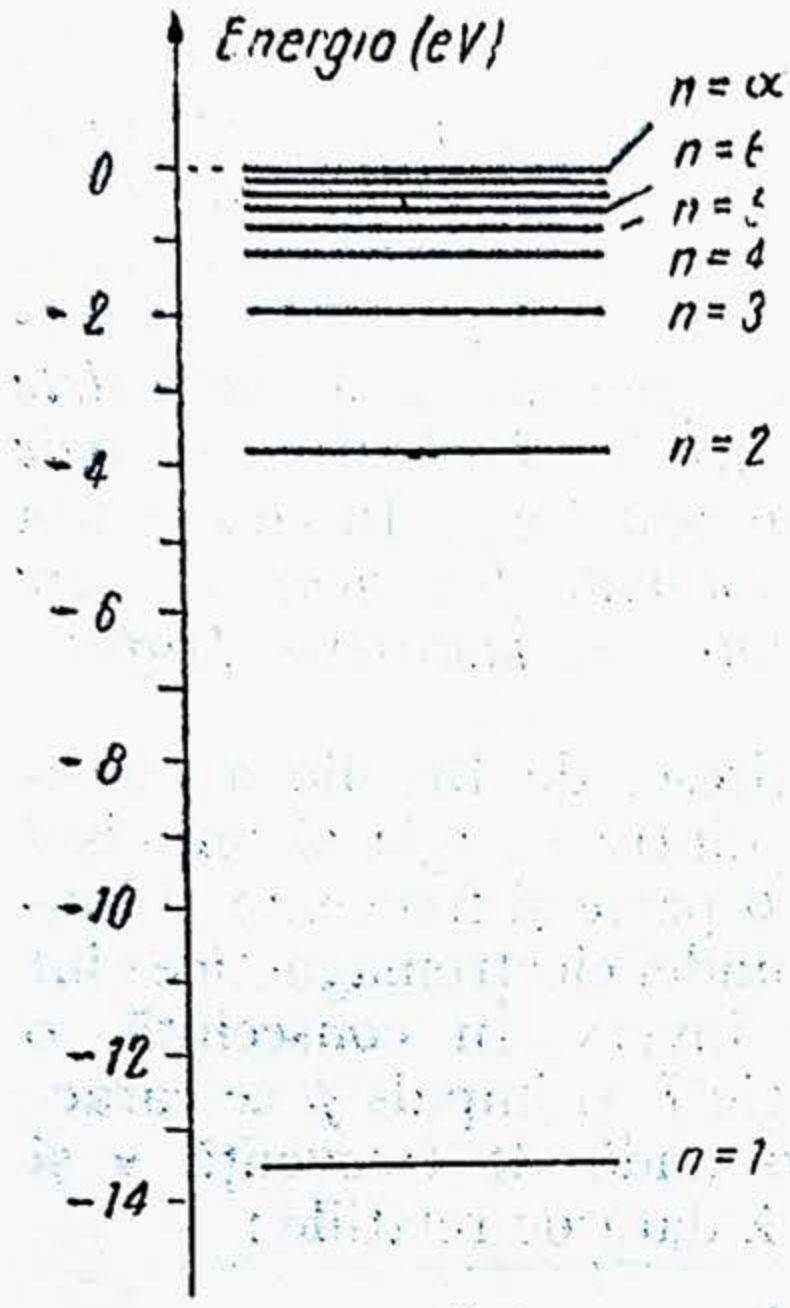


Fig. 3.5. Nivelele energetice ale atomului de hidrogen

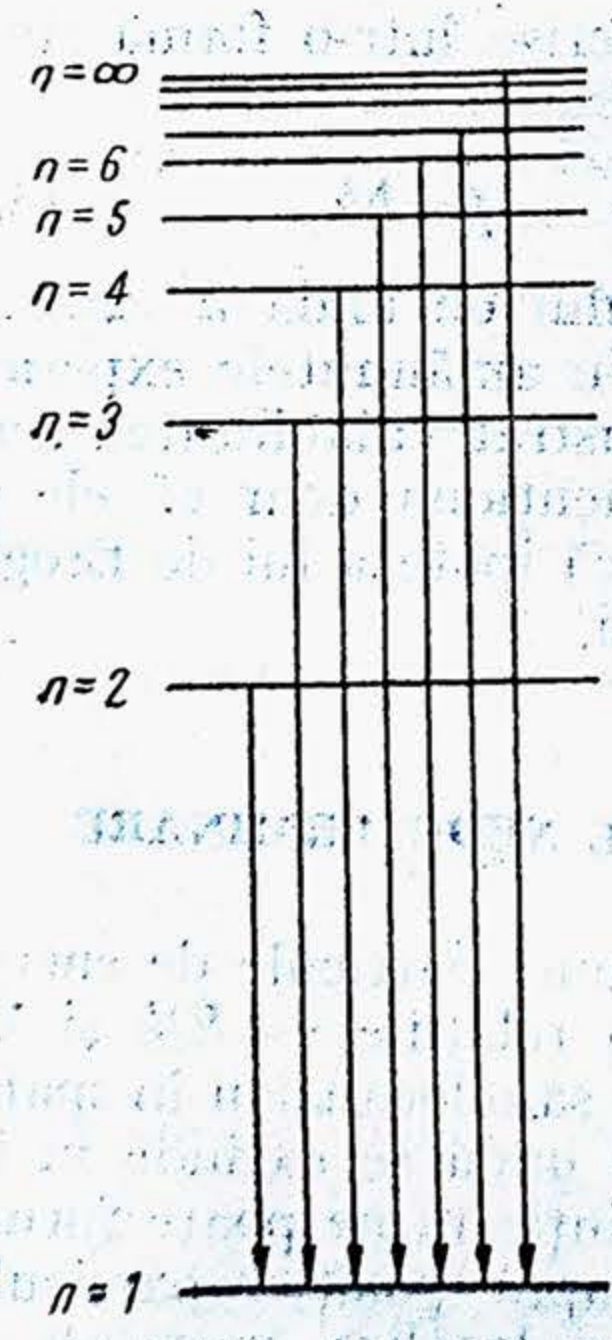


Fig. 3.6. Tranzițiile care formează seria Lymann

Nivelele energetice ale electronului din atomul de hidrogen sînt reprezentate în fig. 3.5.

În sfîrșit, calculînd frecvențele tranzițiilor de pe nivelele superioare pe nivelul $n=1$, Bohr a găsit că ele coincid cu cele ale liniilor spectrale care formează seria lui Lyman (fig. 3.6). În continuare Bohr a obținut frecvențele liniilor spectrale și ale celorlalte serii punînd condițiile ca tranzițiile să aibă loc de pe nivelele superioare pe nivelul $n=2$, respectiv $n=3$ ș.a.m.d. (fig.3.7. — 3.10).

Postulatele cuantice ale lui Bohr au reușit astfel să explice în mod corect spectrul atomului de hidrogen.

Deși concordanța dintre rezultatele teoretice și experimentale era foarte bună, teoria lui Bohr ridica însă foarte multe probleme. În primul rînd *teoria era condradictorie din punct de vedere logic*, deoarece condiția ca momentul unghiular al electronului să fie egal cu $n\hbar$ era străină fizicii clasice pe fundamentele căreia se baza. Această condiție era justificată numai de faptul că se obțineau rezultate teoretice în concordanță cu cele experimentale. În al doilea rînd, *toate încercările de a aplica teoria lui Bohr și celorlalți atomi cu o structură mai complexă, în vederea explicării spectrelor, au fost infructuoase.* Cu toate deficiențele ei, *teoria lui Bohr a avut însă meritul de a arăta cu claritate inaplicabilitatea fizicii clasice în studiul fenemonelor la scară atomică.*

3.1.2. IPOTEZA LUI LOUIS DE BROGLIE

În anul 1924 tînărul fizician francez *Louis de Broglie* a emis o ipoteză genială care a scos în evidență aspecte nebănuite ale fenomenelor la scară atomică.

Ipoteza lui de Broglie este următoarea: natura iubește simetria și simplitatea în fenomenele fizice. Cele două mari clase de

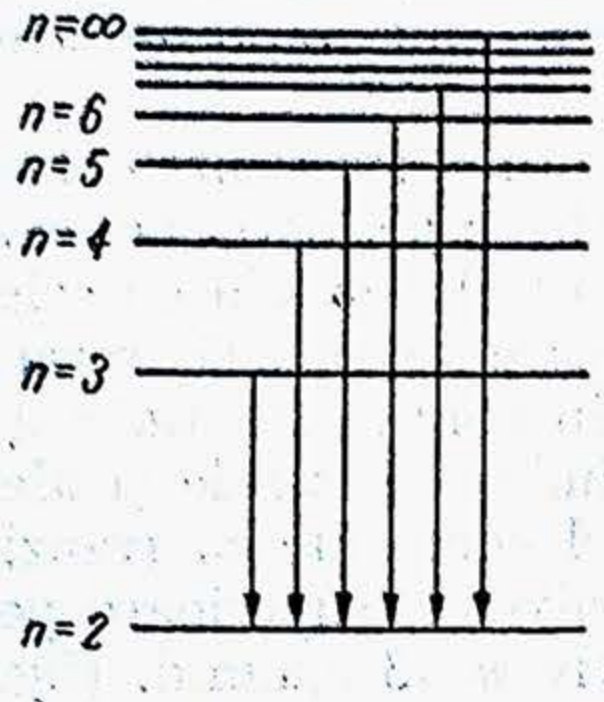


Fig. 3.7. Tranzițiile care formează seria Balmer

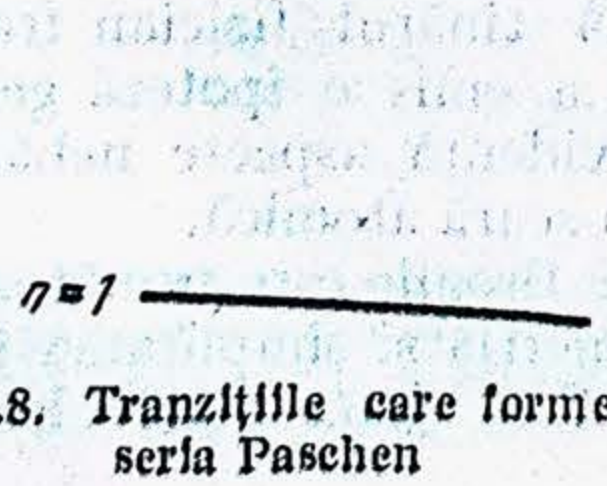


Fig. 3.8. Tranzițiile care formează seria Paschen

entități care stau la baza structurii materiei sînt radiația electromagnetică și particulele materiale. Prima categorie, radiațiile electromagnetice, au un caracter dual, fiind și unde și particule în același timp. Apare astfel rezonabil să presupunem că și *particulele materiale au un caracter dual, fiind și unde și corpusculi în același timp*. În consecință *trebuie să existe anumite fenomene în care particulele materiale să manifeste proprietăți ondulatorii*.

Cum era și firesc, de Broglie a considerat că relațiile dintre energia și impulsul unui foton pe de o parte și frecvența și lungimea de undă a undei electromagnetice sînt valabile în sens invers. În consecință, o particulă de energie E și impuls p se caracterizează printr-o undă de frecvență ν și lungime de undă λ dată de relațiile :

$$\nu=\frac{E}{h} \qquad \lambda=\frac{h}{p} \tag{3.4}$$

relații care pot fi scrise într-o formă simetrică :

$$E=h\nu \qquad p=\hbar k \tag{3.5}$$

cu ajutorul numărului de undă $k=2\pi/\lambda$.

Nu vom intra în amănuntele experiențelor care au demonstrat valabilitatea acestei ipoteze. Vom menționa doar că ele au arătat în mod clar că ipoteza lui de Broglie corespunde realității.

3.1.3. PRINCIPIUL DE NEDETERMINARE

Unda asociată unei particule de energie E și impuls p prin relațiile $\nu=E/h$ și $\lambda=h/p$ nu ne permite să o localizăm în spațiu. Într-adevăr această undă se extinde în tot spațiul și în consecință nu ne poate furniza nici o indicație asupra poziției particulei.

Pentru a putea localiza particula în spațiu trebuie să-i asociem o undă care să aibă o amplitudine apreciabilă numai într-o

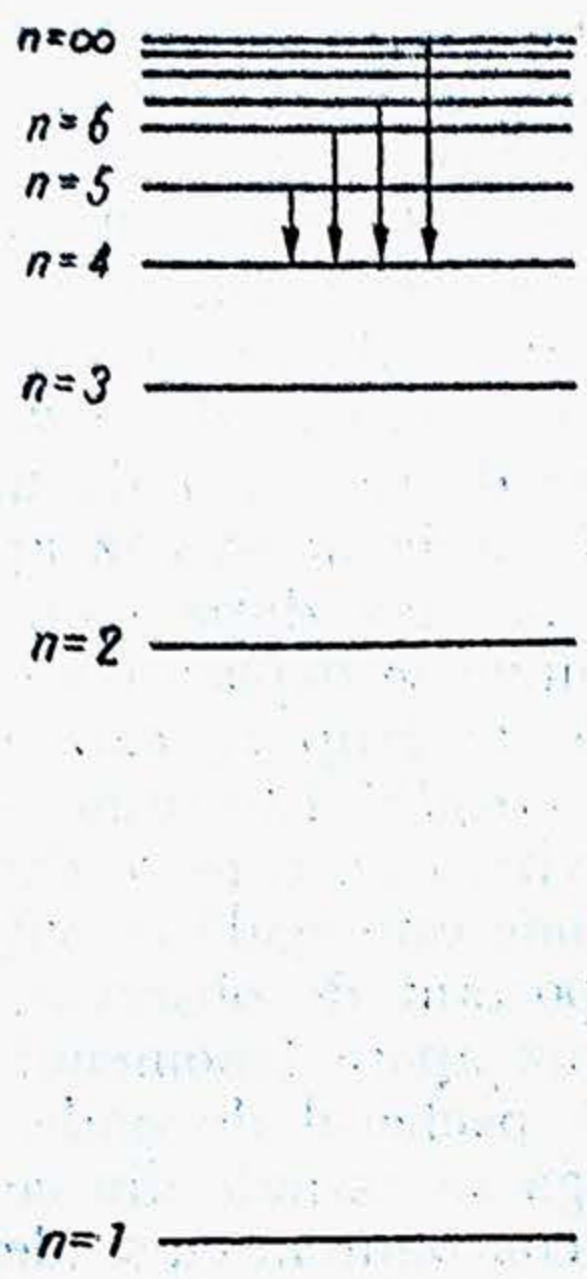


Fig. 3.9. Tranziţiile care formează seria Brackett

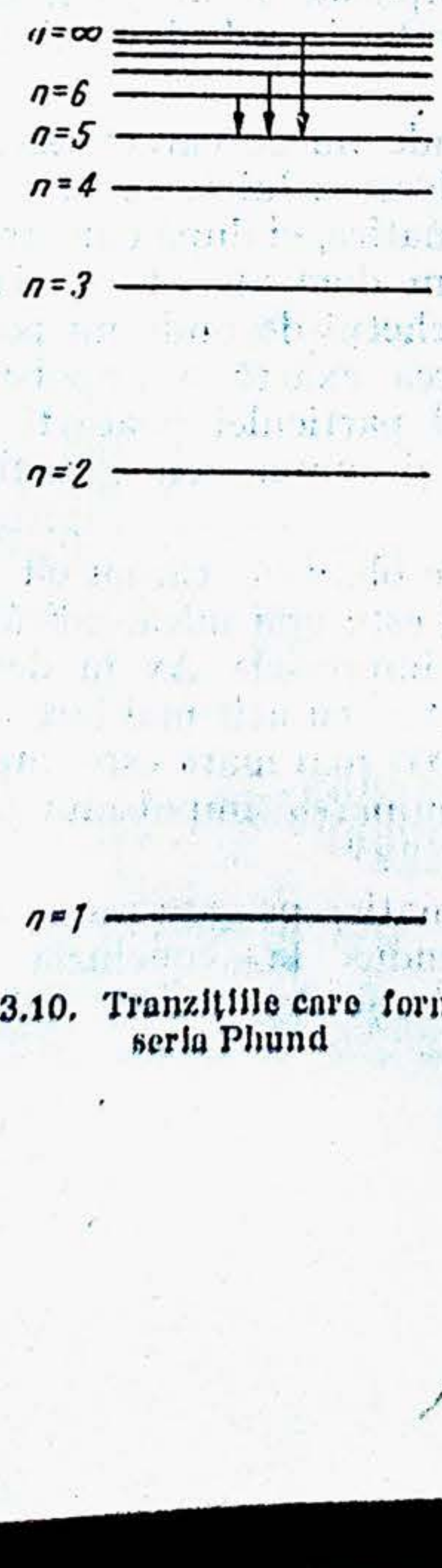


Fig. 3.10. Tranziţiile care formează seria Phund

mică regiune. O asemenea undă se poate obţine dacă se adună în mod convenabil mai multe unde.

Să considerăm pentru început adunarea a două unde sinusoidale, de frecvenţe puţin diferite. Rezultatul acestei adunări ne este cunoscut de la compunerea oscilaţiilor de frecvenţe foarte apropiate, în care caz apare fenomenul de bătăi. Nici unda care se formează în acest caz nu ne permite localizarea particulelor deoarece ea este periodică.

Pentru a putea localiza particula în spaţiu trebuie să adăugăm şi alte unde astfel încît toate maximele amplitudinii să se distrugă cu excepţia celui central. O asemenea undă care prezintă numai un maxim central este neperioadică. În consecinţă ea are un spectru continuu, ceea ce înseamnă că pentru sintetizarea ei este necesar să compunem un număr infinit de sinusoide cu frecvenţe foarte apropiate şi cu amplitudini convenabil alese. Procedînd în acest mod se obţine unda din fig. 3.11, denumită *pachet de unde*.

Pachetul de unde ne permite să localizăm particula căreia îi este asociat. Într-adevăr particula se poate afla numai în acea regiune în care amplitudninea pachetului este diferită de zero.

Desigur pentru a face o localizare cît mai precisă a particulei este necesar să utilizăm un pachet de unde cu o extindere spaţială cît mai mică.

După cum se observă din fig. 3.12 pentru obţinerea unui pachet de unde cu o extindere spaţială cît mai mică este necesar să utilizăm componente cu un domeniu mai larg de variaţie a frecvenţei. În cazul limită în care pachetul de undă se extinde numai într-o mică regiune în jurul originii, trebuie să utilizăm componente de amplitudini egale şi cu frecvenţe cuprinse între o şi $+\infty$.

În continuare vom urmări cum descrie pachetul de unde mişcarea unei particule

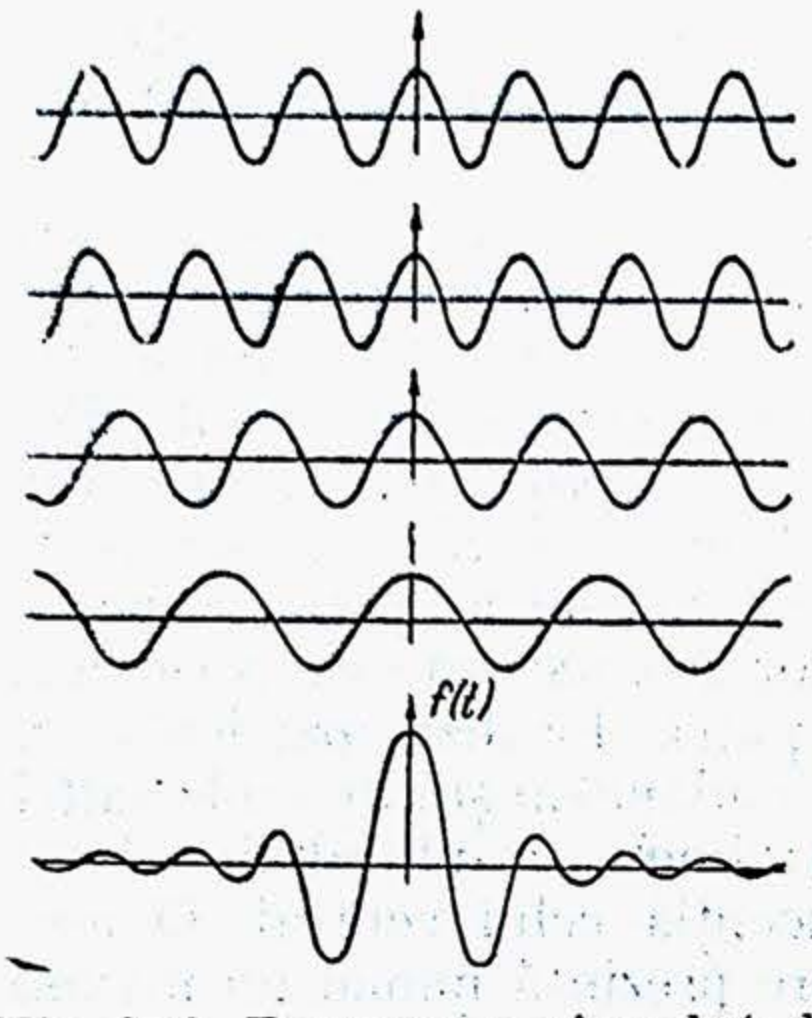


Fig. 3.11. Formarea unui pachet de unde pentru localizarea particulei

care se deplasează cu viteza v. Pornind de la relațiile lui de Broglie $E=h\nu=\hbar\omega$ și $p=\hbar k$ și avînd în vedere că $E=1/2.\ m\,v^2=p^2/2\,m$ $(p=m\,v)$ se deduce că viteza de fază u a componentei cu pulsația ω din pachetul de undă are valoarea $u=\lambda/T=\omega/k=\hbar k/2\,m=p/2\,m$. Viteza de fază a componentei depinde de numărul de undă k, ceea ce înseamnă că în acest caz apare *fenomenul de dispersie*. Așa după cum s-a arătat pachetul de unde se deplasează cu o viteză egală cu cea de grup v_g care este dată de relația $v_g=d\omega/dk$. Efectuînd calculele se obține că viteza cu care se deplasează pachetul de unde este egală cu viteza particulei. Este important de observat, că deoarece în acest caz apare fenomenul de dispersie, rezultă că pachetul de unde, pe măsură ce se propagă se extinde din ce în ce mai mult spațial, concomitent cu scăderea corespunzătoare a maximului său. (fig. 3.13).

Să urmărim cum poate determina pachetul de unde impulsul p al particulei. Așa după cum s-a arătat impulsul este dat de relația $p=\hbar k$.

Pachetul de unde nu se caracterizează printr-o singură valoare a lui k, ca în cazul unei unde monocromatice, ci după cum arată spectrul ei printr-un domeniu de variație Δk. Rezultă, că pachetul de unde nu poate să furnizeze valoarea exactă a impulsului particulei. Impulsul particulei poate fi determinat imprecis și anume cu incertitudinea $\Delta p=\hbar\Delta k$.

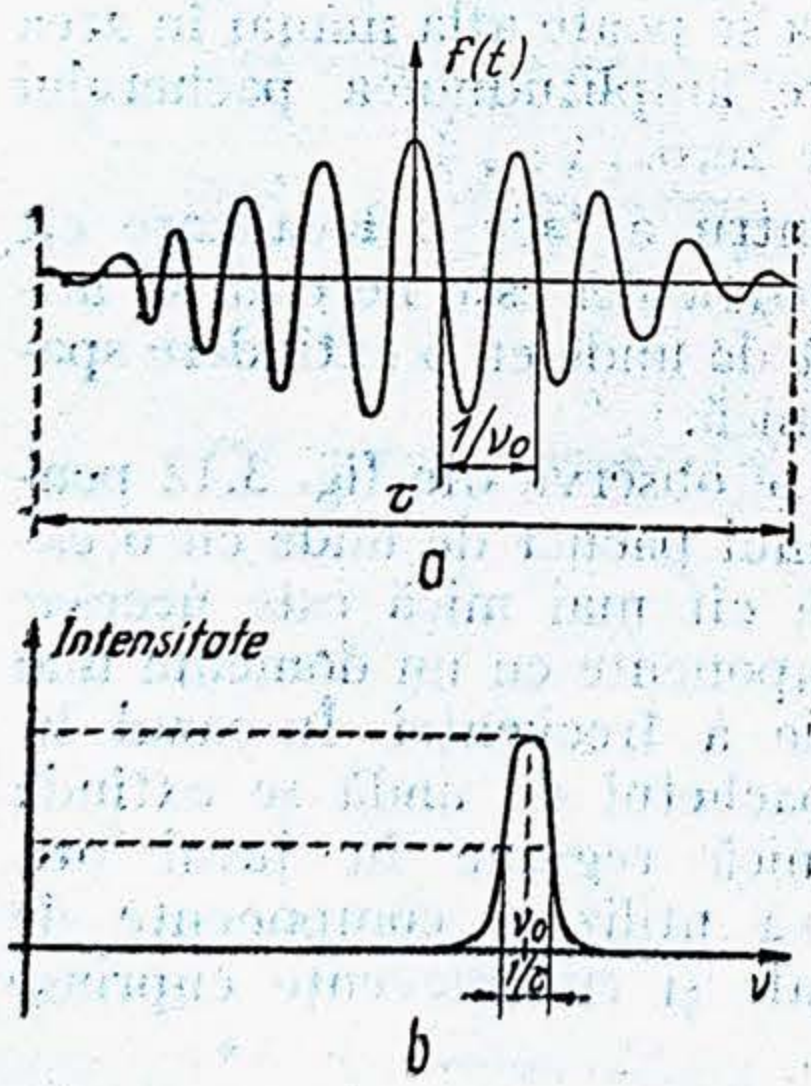


Fig. 3,12. Pachet de undă — a și spectrul său — b

Din fig. 3.12, se observă că, cu cît extinderea pachetului este mai mică, adică cu cît este mai mică imprecizia Δx în determinarea coordonatei x, cu atît mai larg este spectrul, adică cu atît mai mare este imprecizia Δp în determinarea impulsului p și invers.

Calculele matematice pe care nu le vom reproduce au condus la concluzia că între impreciziile Δx și Δp există relația $\Delta x\cdot\Delta p=h$.

Această relație a fost dedusă utilizînd o formă particulară a pachetului de unde. Se demonstrează că în cazul mai general în care se utilizează alte forme ale pachetului este valabilă relația $\Delta x \cdot \Delta p \geqslant h$, care arată că dacă poziția unei particule este cunoscută cu imprecizia Δx, atunci impulsul ei poate fi determinat cu imprecizia Δp mai mare sau cel mult egală cu $h/\Delta x$.

În deducerea acestei relații s-a considerat că mișcarea particulei are loc de-a lungul direcției Ox. În consecință, impulsul p are componente de-a lungul axei Ox și ca atare imprecizia Δp trebuie notată mai complet cu Δp_x. Această notație semnifică faptul că Δp_x reprezintă imprecizia de determinare a componentei impulsului după axa Ox. În consecință relația de mai sus devine $\Delta x \cdot \Delta p_x \geqslant h$.

Dacă mișcarea particulei are loc de-a lungul unor direcții oarecare atunci ea poate fi descompusă în trei componente de-alungul fiecărei axe, iar pentru fiecare din ele poate fi scrisă o relație de forma celei de mai sus, obținîndu-se :

$$\begin{aligned} \Delta x \cdot \Delta p_x &\geqslant h \\ \Delta y \cdot \Delta p_y &\geqslant h \\ \Delta z \cdot \Delta p_z &\geqslant h \end{aligned} \qquad (3.6)$$

Aceste relații constituie una din formele *principiului de incertitudine* enunțat de *W. Heisenberg* în 1927.

Alături de aceste relații care condiționează valorile impreciziilor în determinarea poziției și impulsului, mai există încă una în care intervin impreciziile în determinarea energiei și timpului. Într-adevăr să încercăm să determinăm cu ajutorul pachetului de undă momentul în care particula trece printr-un punct. (fig. 3.14). În acest scop este necesar să construim un pachet de unde cu o extindere temporară Δt cît mai mică. Spectrul acestui pachet de unde are semilărgimea $\Delta\nu$ egală cu $1/\Delta t$ de unde rezultă că $\Delta t \cdot \Delta\nu = 1$. Înmulțind această relație cu h

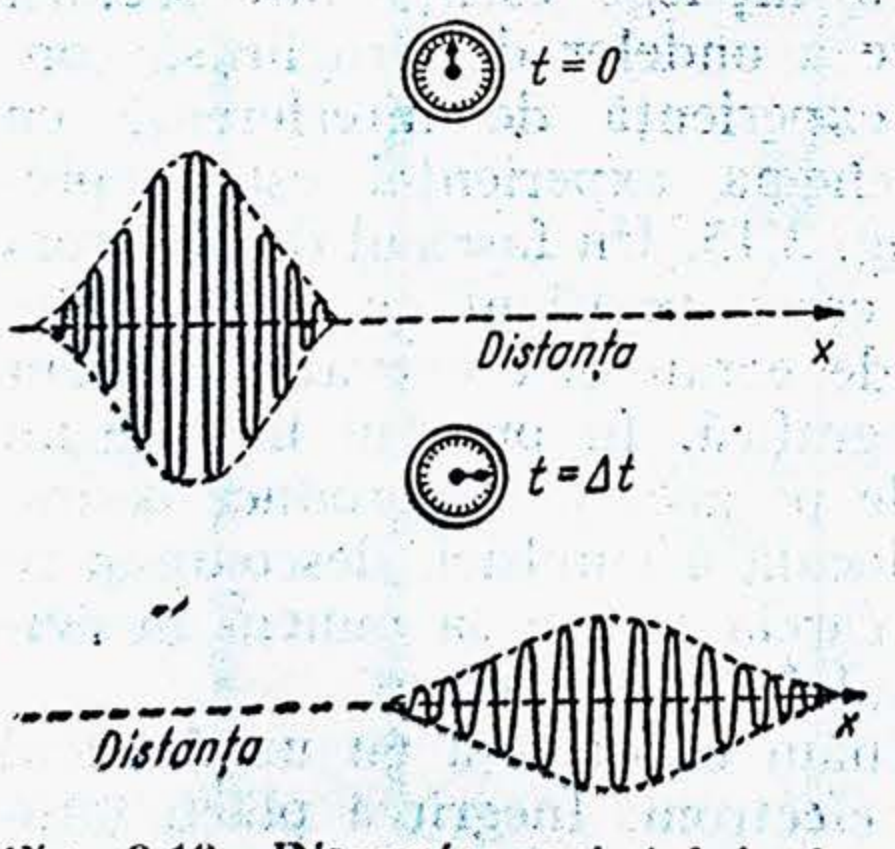


Fig. 3.13. Dispersia pachetului de unde ;
a — forma pachetului în momentul inițial, *b* — forma pachetului într-un moment de timp următor

și avînd în vedere că $E=h\cdot\nu$ ceea ce înseamnă că $\Delta E=h\cdot\Delta\nu$ rezultă că se obține $\Delta t\cdot\Delta E=h$.

În cazurile în care se utilizează alte forme ale pachetului de unde se obține că:

$$\Delta E\cdot\Delta t\geqslant h \tag{3.7}$$

Rezultă că energia și timpul nu pot fi determinate simultan cu precizie, ci cu anumite nedeterminări ΔE și Δt care satisfac relația de mai sus. Această relație nu se „opune" determinării cu precizie a energiei, ($\Delta E=0$) însă în acest caz nu putem să spunem nimic despre momentele de timp corespunzătoare deoarece $\Delta t=\infty$.

Înainte de a explica conținutul fizic al acestor relații de o deosebită importanță pentru mecanica cuantică este necesar să elucidăm natura fizică a undei asociate unei particule. La început s-a crezut că pachetul de undă este identic pur și simplu cu particula. O asemenea interpretare s-a dovedit însă a fi greșită.

Interpretarea corectă a fost dată de *Max Born*. El a arătat că pătratul amplitudinii undei într-un punct este proporțional cu probabilitatea de a localiza particula în acest punct. *Unda asociată particulei reprezintă o undă de probabilitate.*

Pentru a înțelege esența interpretării probabilistice a undelor de Broglie să considerăm o experiență de interferență cu electroni. Schema experienței este reprezentată în fig. 3.15. Un fascicul de electroni cade pe un ecran prevăzut cu două fante. În calitate de ecran de observație utilizăm o placă fotografică. În punctul în care un electron cade pe aceasta se produce o descompunere locală a emulsiei, descompunere cu ajutorul căreia putem să punem în evidență punctul în care a căzut.

Să efectuăm experiența cu un fascicul puternic de electroni. Înegrirea plăcii fotografice este proporțională cu numărul de electroni, adică cu probabilitatea de localizare.

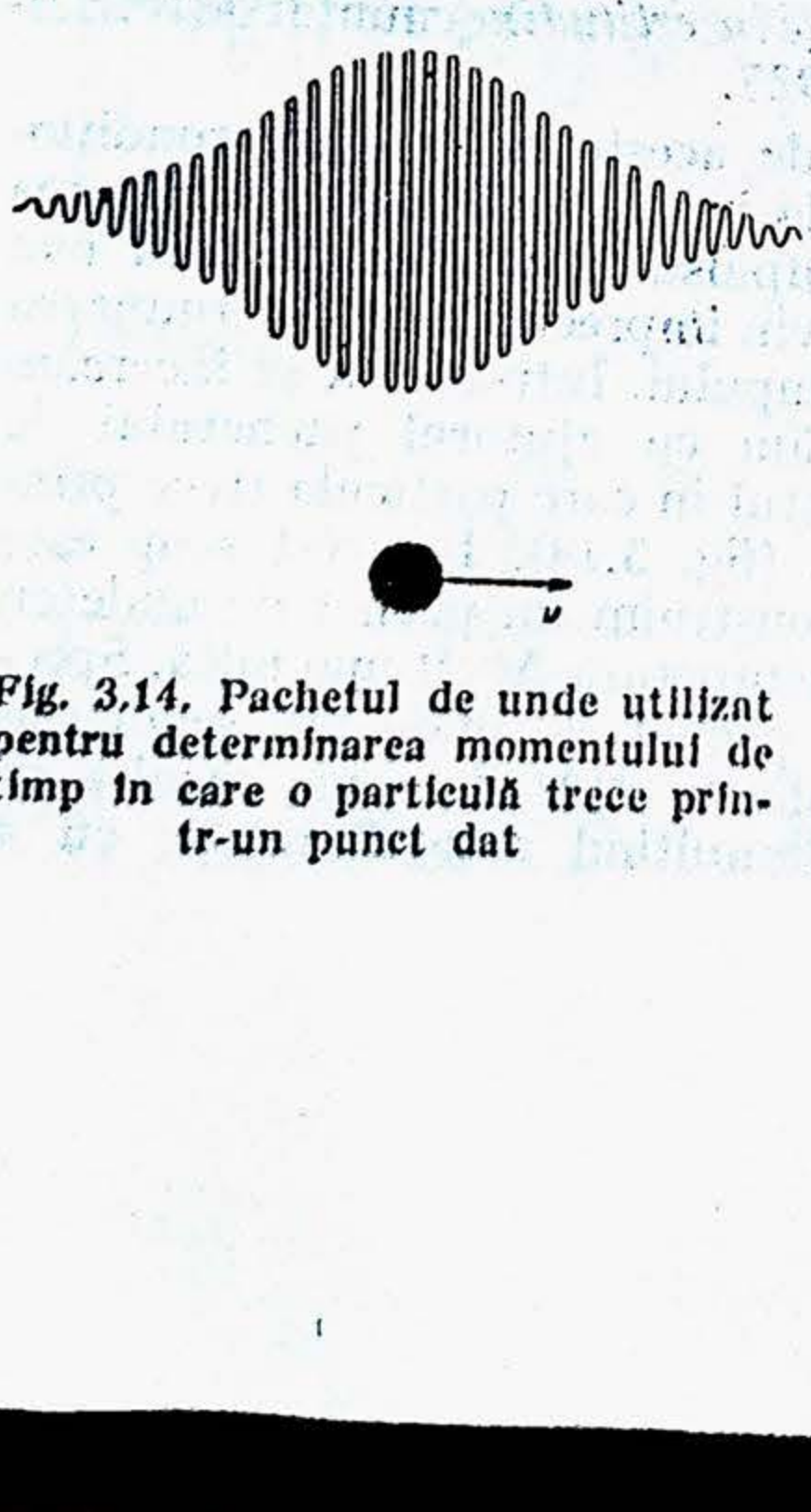


Fig. 3.14. Pachetul de unde utilizat pentru determinarea momentului de timp în care o particulă trece printr-un punct dat

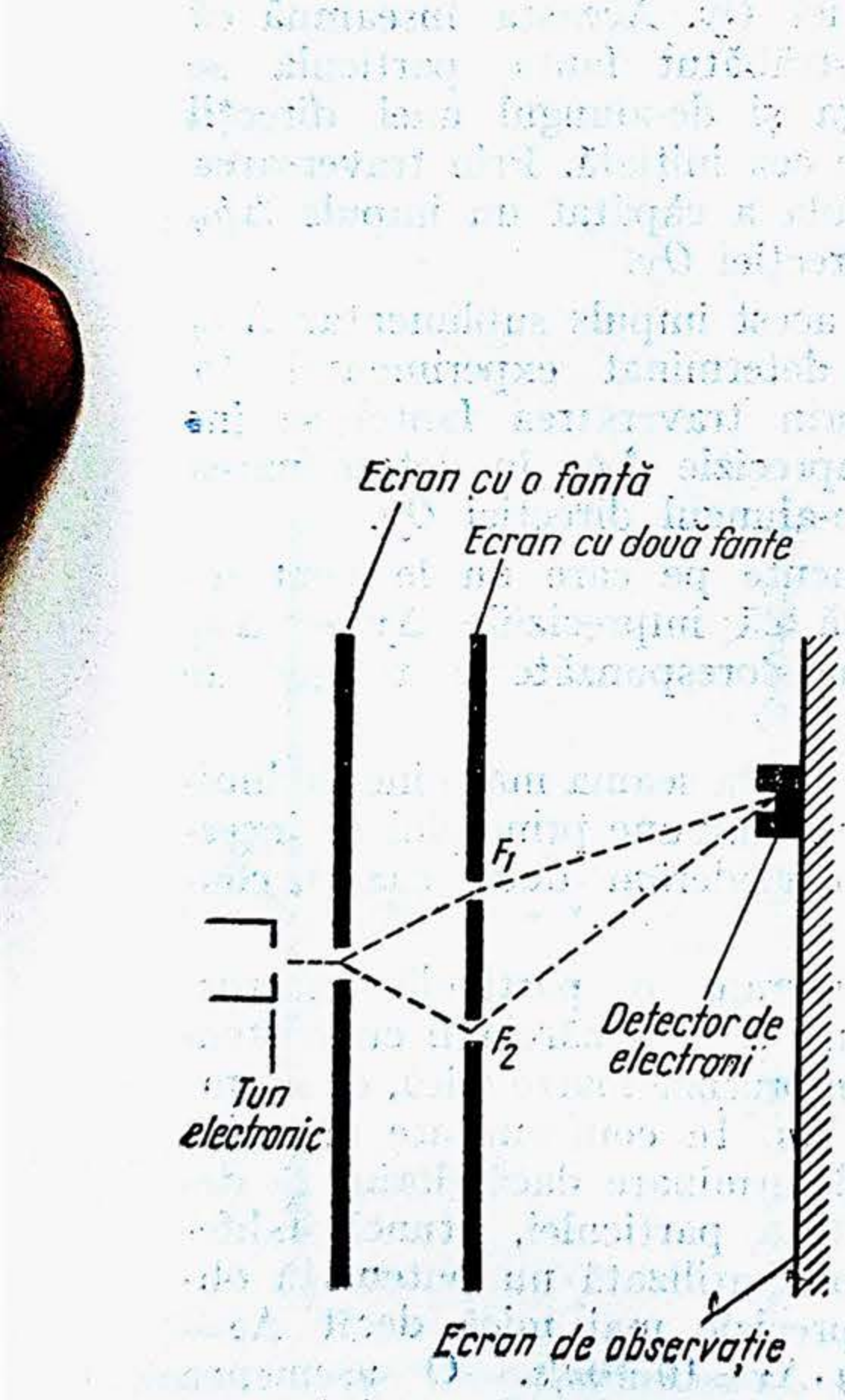


Fig. 3.15. Schema unei experiențe de interferență cu electroni

Se obține o curbă de variație din fig. 3.16. O curbă asemănătoare a fost obținută în cazul experienței de interferență a lui Young, efectuată cu lumină. Franjele luminoase apar în locurile în care numărul electronilor este maxim. Din contra franjele întunecoase apar în regiunile în care electronii apar cu o probabilitate redusă.

Desigur, explicația acestui fenomen este simplă, undele de Broglie asociate electronilor suferă fenomenul de interferență dînd naștere la franje. Pătratul amplitudinii undei este proporțional cu probabilitatea de localizare a electronilor. Rezultă că în locurile în care apar franjele „luminoase" probabilitatea este maximă și în consecință proporția electronilor care ajung în aceste puncte este maximă.

Situația este inversă în cazul franjelor „întunecoase".

Să efectuăm această experiență și cu un singur electron. După developarea plăcii, vom constata că electronul a ajuns într-un punct oarecare al plăcii fotografice. Nu reprezintă aceasta o infirmare a interpretării probabilistice a undei de Broglie? Pentru a răspunde la această întrebare să efectuăm experiența cu un singur electron în condiții identice, de un număr foarte mare de ori și să determinăm de fiecare dată punctul în care aceasta a căzut pe placa fotografică. Împărțind numărul de experiențe în care electronul a căzut într-o mică regiune în jurul unui punct la numărul total de experiențe se determină probabilitatea ca el să cadă în acea regiune. Efectuînd această operație se obține o curbă de variație a probabilității identică cu cea a înegririi plăcii fotografice — justificîndu-se astfel interpretarea probabilistică a undelor asociate.

Esența principiului de nedeterminare apare mai clar din următorul exemplu. Astfel să încercăm să determinăm ordonata Δy a undei particulelor care se deplasează de-alungul axei Ox. În acest scop, în fața

particulei vom pune un ecran prevăzut cu o fantă de lărgime Δy. Dacă particula străbate ecranul, prezența ei în regiunea opusă fiind pusă în evidență cu ajutorul ecranului de observație, atunci imprecizia în determinarea coordonatei y este Δy. Unda de Broglie asociată particulei traversînd fanta din ecran va fi difractată. În consecință probabilitatea de localizare a particulei pe ecranul de observație prezintă curba de variație din fig. 3.17. Particula poate fi localizată cu o probabilitate apreciabilă în intervalul corespunzător maximului central. Rezultă că la trecerea prin fantă, particula a căpătat un impuls delungul direcției Oy. Aceasta înseamnă că după ce a străbătut fanta, particula se poate propaga și de-alungul unei direcții oblice față de cea inițială. Prin traversarea fantei, particula a căpătat un impuls Δp_y de-alungul direcției Oy.

Evident, acest impuls suplimentar Δp_y nu poate fi determinat experimental. În consecință, prin traversarea fantei se introduce o imprecizie Δp_y în determinarea impulsului de-alungul direcției Oy.

Raționamente pe care nu le vom reproduce arată că impreciziile Δy și Δp_y satisfac forma corespunzătoare relației de incertitudine.

Pentru a ne da seama mai bine de limitările pe care le impune principiul de incertitudine să considerăm două cazuri concrete.

Să considerăm o particulă macroscopică cu masa de *1 g* căreia îi cunoaștem poziția cu o imprecizie foarte mică, de exemplu $\Delta x = 10^{-10} m$. În conformitate cu principiul de nedeterminare dacă dorim să determinăm viteza particulei, atunci indiferent de metoda utilizată nu putem să obținem o imprecizie mai mică decît $\Delta v = \Delta p/m = h/m \cdot \Delta x = 10^{-21} m/s$. O asemenea valoare depășește cu mult posibilitățile noastre tehnice actuale. În consecință *în*

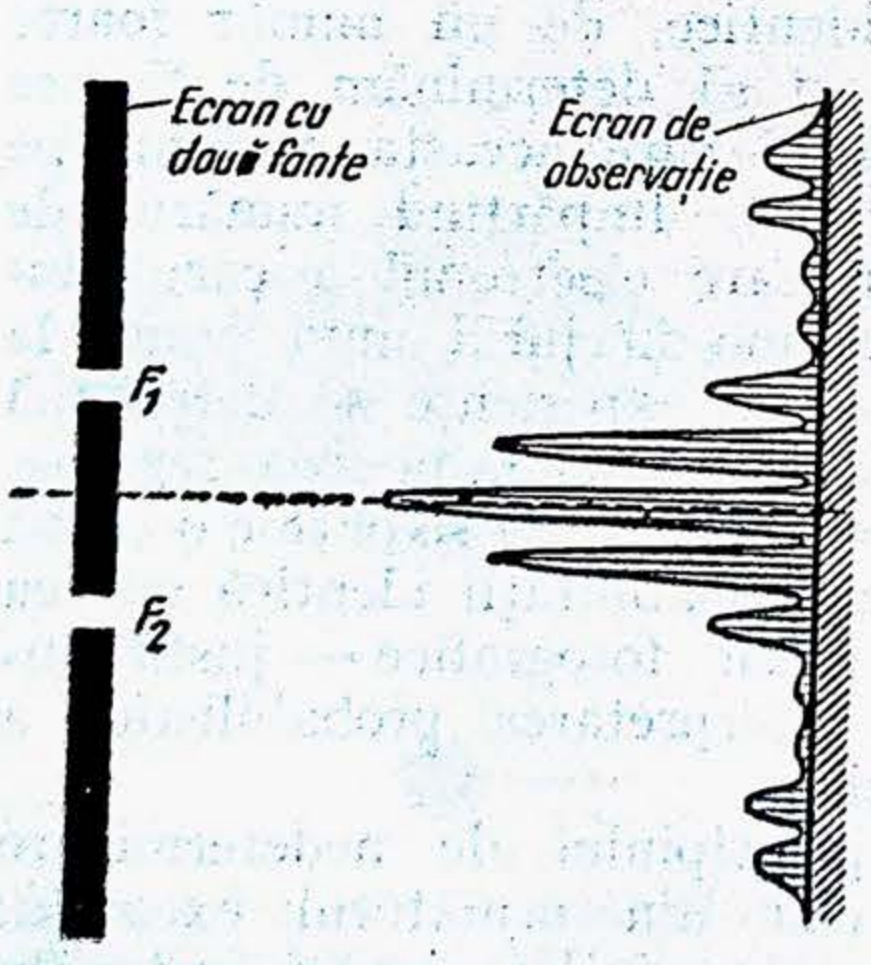


Fig. 3.16. Variația probabilității de localizare a electronilor pe ecranul de observație

lumea macroscopică relațiile de nedeterminare nu introduc din punct de vedere practic nici o limitare.

Să considerăm în locul particulei macroscopice o particulă elementară de exemplu un electron. Masa electronului este egală cu $m=9\cdot10^{-31}$ *kg*. Păstrînd aceiași valoare a impreciziei $\Delta x=10^{-10}$ *m* se obține că imprecizia în determinarea vitezei are valoarea $\Delta v=10^{6}$ *m/s*. Valoarea inpreciziei Δv are aproximativ același ordin de mărime cu viteza de deplasare a unui electron în jurul nucleului. Dealtfel valoarea de $10^{-10}m$ pentru Δx nu a fost luată în mod întîmplător, 10^{-10} *m* fiind ordinul de mărime al dimensiunilor atomilor. Din acest exemplu reiese *că la scară atomică principiul de incertitudine joacă un rol fundamental.*

Relațiile de nedeterminare au fost de multe ori interpretate în mod greșit. Una din interpretările greșite se referă la afirmația că particulele au în fiecare moment de timp coordonate și impuls bine determinate, care însă nu pot fi cunoscute cu precizia din cauza principiului de incertitudine. Această interpretare este necorectă deoarece ea nu corespunde realității fizice.

Într-adevăr să reluăm experiența de interferență cu un fascicul de electroni. Să astupăm una din fante și să îndreptăm asupra primului ecran un fascicul de electroni. Se obține binecunoscuta figură de difracție. Să astupăm cealaltă fantă și să o descoperim pe prima. Dacă asupra ecranului se îndreaptă un fascicul de electroni se obține de asemenea o figură de difracție (fig. 3.18).

Să lăsăm deschise ambele fante și să îndreptăm asupra primului ecran un fascicul paralel de electroni. În acest caz se obține figura de interferență caracteristică experienței lui Young.

Această experiență nu poate fi pusă de acord cu reprezentarea electronilor sub

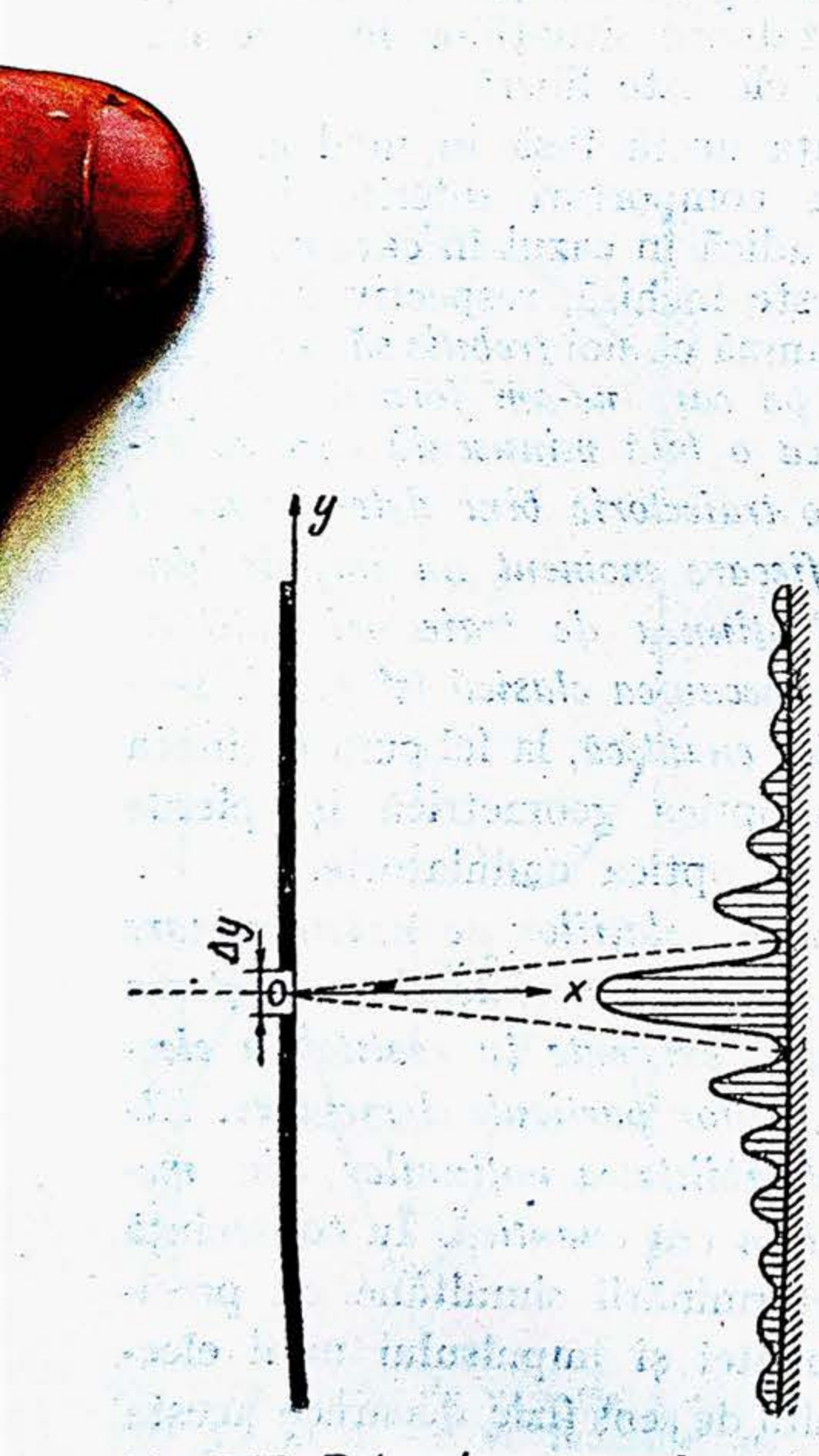


Fig. 3.17. Determinarea coordonatei y a unui electron cu ajutorul unui ecran prevăzut cu o fantă

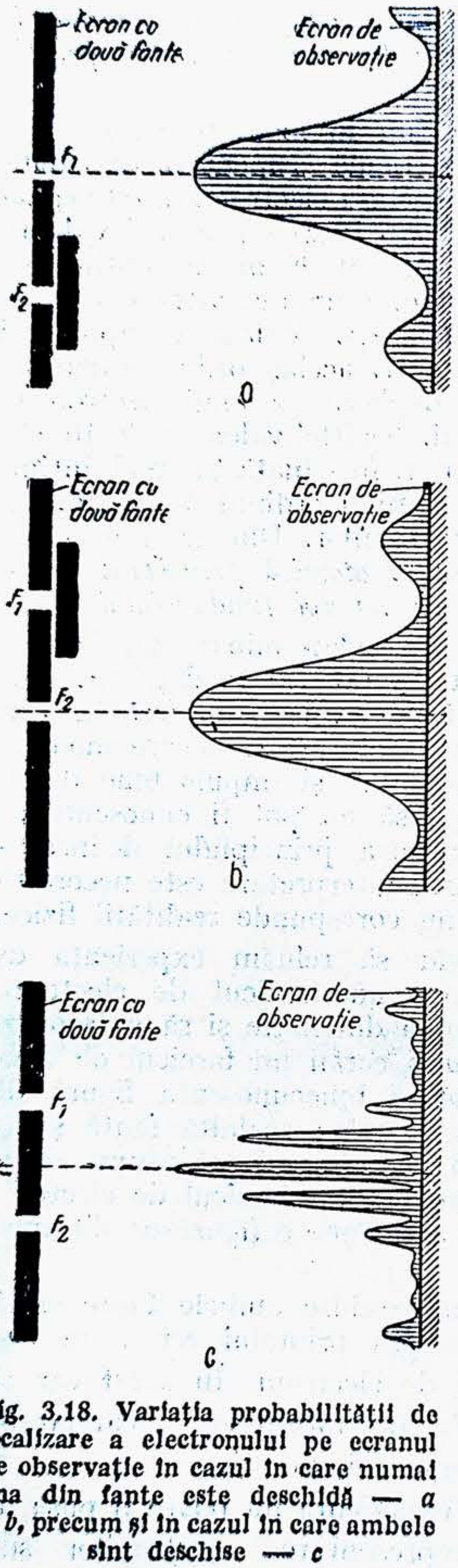


Fig. 3.18. Variația probabilității de localizare a electronului pe ecranul de observație în cazul în care numai una din fante este deschidă — *a* și *b*, precum și în cazul în care ambele sînt deschise — *c*

forma unor particule care la un moment dat au coordonatele și impulsul bine determinate, adică care se deplasează pe o traiectorie de asemenea bine determinată, însă care n-ar fi cunoscută. Într-adevăr o asemenea particulă nu poate fi concepută decît ca o bilă de biliard a cărei diametru este redus la minim. O asemenea particulă trebuie să treacă neapărat printr-o anumită fantă. Prezența sau absența celeilalte fante nu poate să influențeze traiectoria acestei particule. În consecință ar trebui ca probabilitatea de localizare a particulei în cazul în care ambele fante sînt deschise să fie egală cu suma probabilităților corespunzătoare situațiilor în care numai una din ele este liberă.

Experiența arată însă în mod clar că electronii au comportări diferite în cele două cazuri, adică în cazul în care cea de a doua fantă este închisă, respectiv deschisă. Aceasta înseamnă că noi *trebuie să renunțăm la imaginea pe care ne-am format-o despre un electron, ca o bilă minusculă care se deplasează pe o traiectorie bine determinată și care are în fiecare moment un impuls bine determinat. Noțiunea de traiectorie atît de familiară din mecanica clasică își pierde sensul în mecanica cuantică*, la fel cum noțiunea de rază din optica geometrică își pierde semnificația în optica ondulatorie.

Semnificația relațiilor de nedeterminare nu constă în aceea că ne interzic cunoașterea unor proprietăți existente în realitate a electronilor sau a altor particule elementare. Ele limitează aplicabilitatea noțiunilor din mecanica clasică în cea cuantică. În consecință problema determinării simultane cu precizie a coordonatei și impulsului unui electron este lipsită de sens fizic deoarece acesta prin natura sa nu posedă asemenea caracteristici.

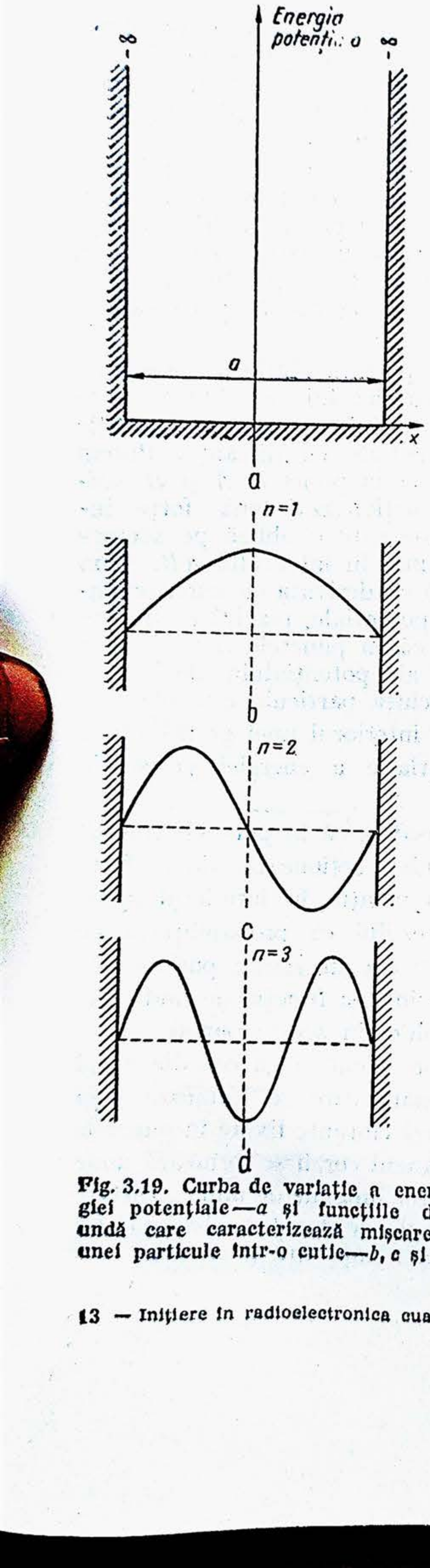


Fig. 3.19. Curba de variație a energiei potențiale—*a* și funcțiile de undă care caracterizează mișcarea unei particule într-o cutie—*b*, *c* și *d*

3.1.4. ECUAȚIA LUI SCHRÖDINGER

În mecanica clasică starea de mișcare, de exemplu, a unei particule este complet descrisă dacă se specifică în fiecare moment de timp poziția și viteza ei. În mecanica cuantică o asemenea descriere este imposibilă deoarece ea contravine relațiilor de incertitudine.

Cum se caracterizează în mecanica cuantică starea de mișcare a unei particule? Evident, specificînd în fiecare punct și în fiecare moment de timp unda asociată, adică *funcția de undă*. Reamintim că pătratul funcției de undă este proporțional cu probabilitatea de localizare a particulei în punctul considerat.

Desigur o asemenea caracterizare a mișcării este mai puțin completă decît cea din mecanica clasică. Aceasta nu se datorește impreciziei metodelor folosite, ci naturii fizice a universului la scara atomică care nu permite o descriere mai completă.

Determinarea funcției de undă, notată prin litera Ψ se face prin integrarea unei ecuații diferențiale, denumită *ecuația lui Schrödinger*, după numele fizicianului care a stabilit-o.

În ecuația lui Schrödinger intervine și funcția care exprimă legea de variație a energiei potențiale. Aceasta înseamnă că pentru studiul unei probleme cu ajutorul ecuației lui Schrödinger este necesar să determinăm curba de variație a energiei potențiale.

Pentru a ne obișnui cu spiritul mecanicii cuantice, în cele ce urmează vom studia cîteva exemple foarte simple cu ajutorul ecuației lui Schrödinger.

3.1.5. PARTICULA ÎNTR-O CUTIE

Primul exemplu se referă la cazul unei particule care se poate deplasa numai dealungul axei *Ox* între punctele *A* și *B* situate

la distanța a între ele. O asemenea problemă corespunde cazului unei particule obligate să se deplaseze de-alungul unei direcții perpendiculare pe pereții unei cutii unidimensionale, infinit de înaltă.

Din punct de vedere clasic problema este neinteresantă. Între punctele A și B particula se poate deplasa cu orice viteză, având evident orice valoare a energiei. În momentul în care atinge pereții cutiei, ea este reflectată și își continuă apoi mișcarea în sens invers.

Pentru a putea soluționa problema cu ajutorul ecuației lui Schrödinger este necesar să determinăm curba de variație a energiei potențiale cu distanța. Putem să considerăm că în punctele A și B asupra particulei acționează două forțe infinite ca mărime care o obligă pe aceasta să se miște numai în intervalul AB. Cum forța este egală cu derivata cu semn schimbat a energiei potențiale, rezultă că trebuie să considerăm că în punctele A și B apar variații bruște ale potențialului de la $+\infty$ la 0. În consecință particula este obligată să evolueze în interiorul unei gropi, infinit adînci, de variație a energiei potențiale (fig. 3.19).

Avînd în vedere că în punctele A și B asupra particulei acționează două forțe infinite care o mențin în interiorul intervalului AB, rezultă că probabilitatea de a localiza particula în aceste puncte este nulă. În consecință și funcția de undă trebuie să se anuleze în aceste puncte.

Situația este identică cu cea din cazul undelor staționare care se formează de-a lungul unei corzi vibrante fixate în punctele A și B. De-alungul corzii se formează unde staționare a căror lungime de undă satisface condiția că lungimea ei, adică distanța AB să cuprindă un număr întreg de $\lambda/2$.

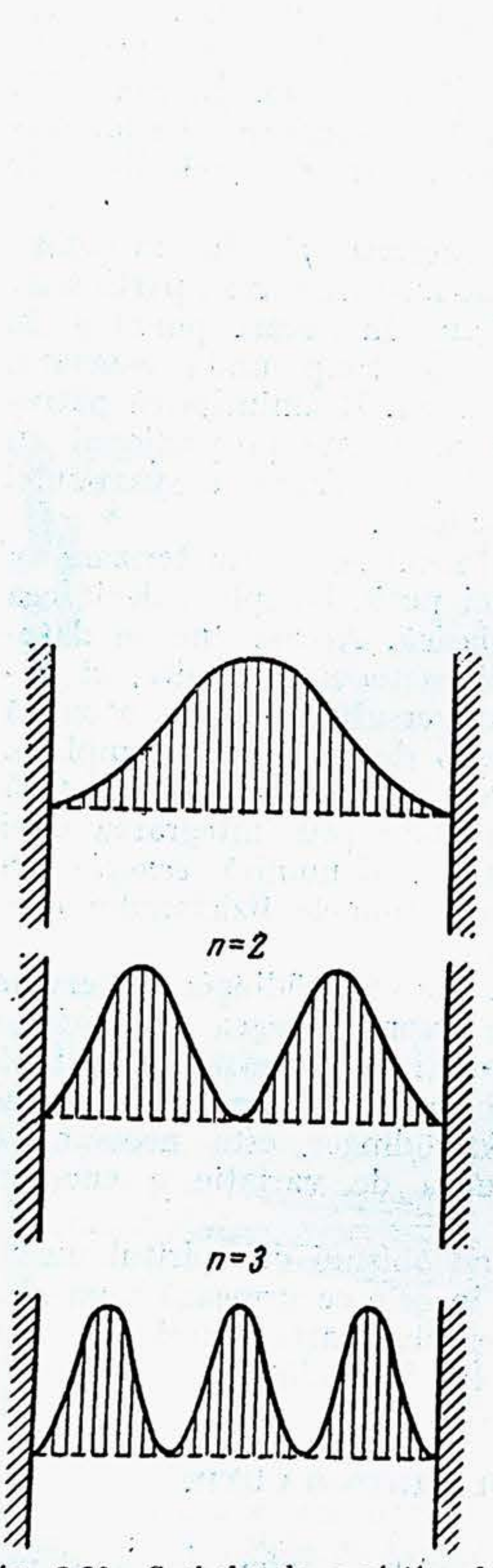


Fig. 3.20. Curbele de variație ale probabilității de localizare a particulei corespunzătoare funcțiilor de undă din fig. 3.19

Funcţiile de undă pentru diverse valori ale lui n sînt reprezentate în fig. 3.19 *b*, *c*, *d*. Funcţiile de undă care satisfac ecuaţia lui Schrödinger corespunzătoare unei anumite probleme se numesc *funcţii proprii*. Figura reprezintă deci funcţiile proprii corespunzătoare unei particule într-o groapă infinită de potenţial.

Fiecărei funcţii proprii îi corespunde o anumită curbă de variaţie a probabilităţii de localizare a particulei. Această curbă se obţine calculînd în fiecare punct pătratul amplitudinii funcţiei de undă. În fig. 3.20 au fost reprezentate probabilităţile de localizare ale particulei corespunzătoare funcţiilor proprii considerate.

Fiecărei funcţii proprii îi corespunde cîte o valoare proprie a energiei. În cazul particular al acestei probleme energia se poate calcula uşor utilizînd relaţia $E=h\nu$. Calculele pe care nu le vom reproduce arată că : $E=(\pi^2h^2/2ma^2)\cdot n^2$. Nivelele energetice pentru diversele valori ale numărului n sînt reprezentate în fig. 3.21. Studiul acestei probleme cu ajutorul mecanicii cuantice ne-a condus la concluzia că energia particulei nu poate avea orice valoare, ci numai una din valorile permise reprezentate în figura 3.21.

Fig. 3.21. Nivelele energetice ale unei particule obligate să se deplaseze în interiorul unei cutii

Numărul n care determină energia particulei se numeşte *număr cuantic*. Valoarea minimă a numărului cuantic este $n=1$. Valoarea $n=0$ nu este posibilă deoarece în acest caz ar dispărea undele din intervalul AB. Aceasta înseamnă că starea de energie minimă a particulei nu se caracterizează prin valoarea nulă a energiei aşa cum poate ne-am aştepta. Existenţa acestei energii minime denumită *energie de zero* este cerută de principiul de nedeterminare. Într-adevăr dacă energia minimă ar fi egală cu zero atunci impulsul particulei ar fi

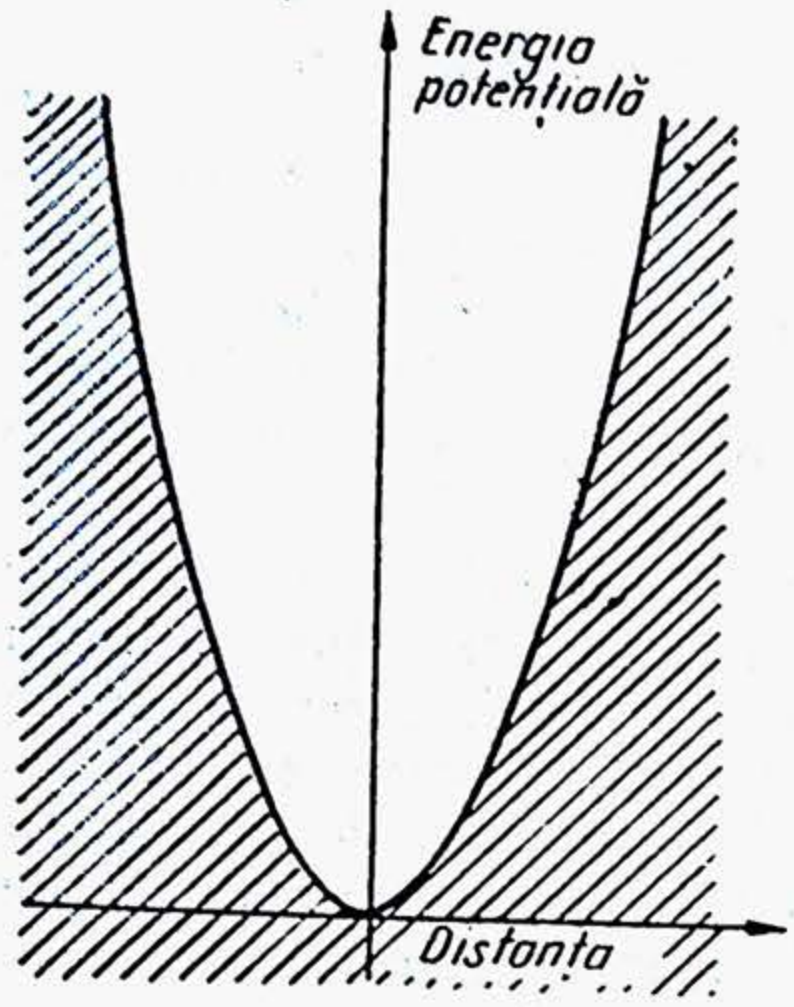


Fig. 3.22. Curba de variaţie a energiei potenţiale în cazul oscilatorului armonic

nul ceea ce înseamnă că $\Delta p_x=0$. Pe de altă parte, deoarece particula este obligată să se deplaseze în interiorul intervalului AB, rezultă că $\Delta x=a$. Ar însemna deci că $\Delta x\cdot\Delta p_x=0$, ceea ce contravine principiului de nedeterminare. În consecinţă *energia de zero trebuie să fie diferită de zero. Existenţa acestei energii de zero diferită de zero este tipică pentru toate problemele în care particula este obligată să se deplaseze de-alungul unei regiuni limitate a spaţiului.*

Este interesant de menţionat că dacă se consideră că particula este un electron şi că $AB=1$ *Å*, adică are acelaşi ordin de mărime ca diametrul unui atom, atunci rezultă o valoare a energiei minime de 35 *eV*. Această valoare coincide ca ordin de mărime cu energia pe care o are un electron într-un atom de hidrogen, de exemplu.

3.1.6. OSCILATORUL ARMONIC

Problema oscilatorului armonic a fost tratată din punctul de vedere al mecanicii clasice. În cele ce urmează vom aborda această problemă din punctul de vedere al mecanicii cuantice. Pentru aceasta este necesar să integrăm ecuaţia lui Schrödinger în cazul în care energia potenţială are o curbă de variaţie de forma unei parabole (fig. 3.22).

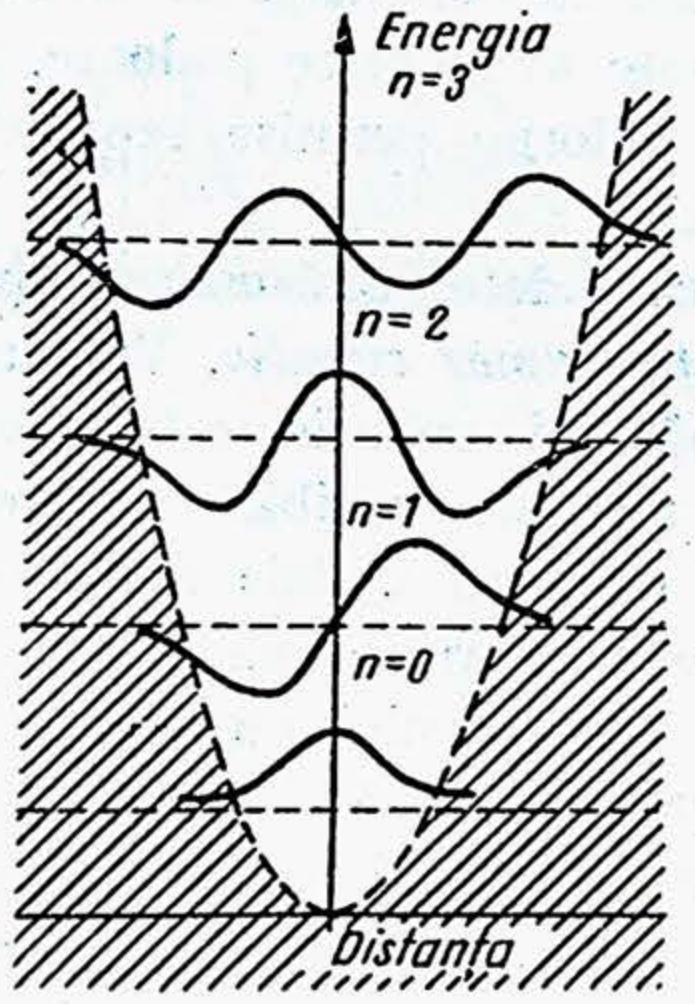


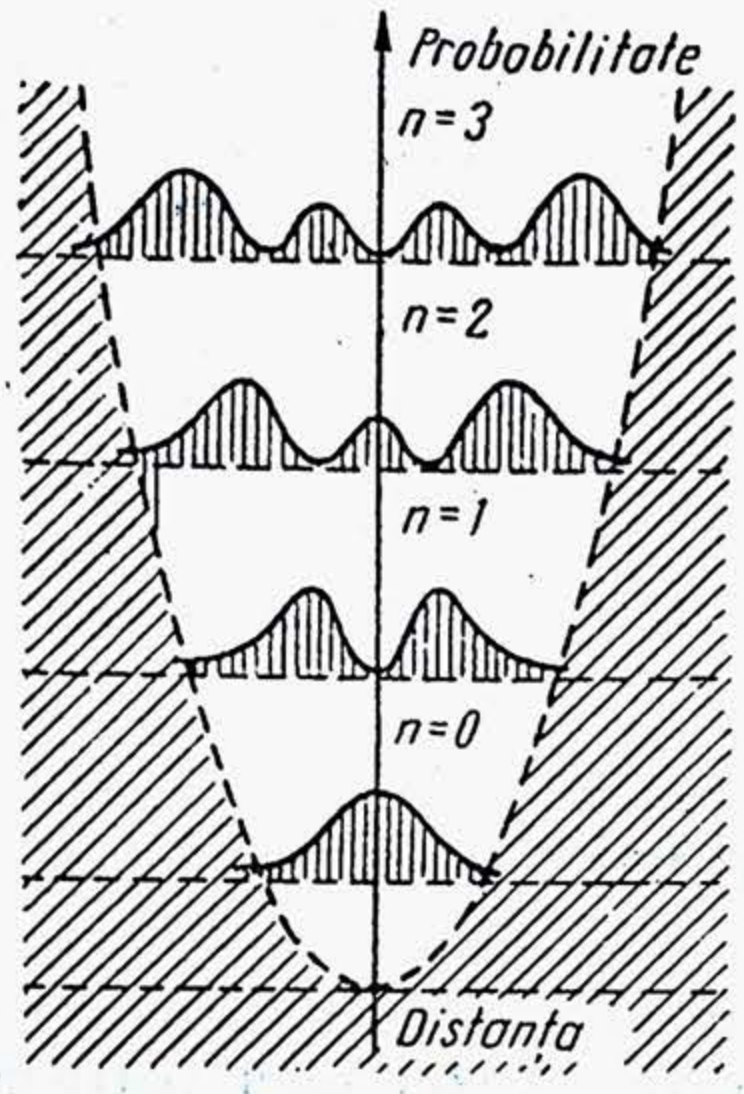
Fig. 3.23. Funcţiile de undă corespunzătoare diferitelor moduri de vibraţie ale oscilatorului armonic

Calculele, pe care nu le vom reproduce, arată că funcţiile de undă proprii au formele din fig. 3.23.

Se demonstrează că energia pe care o poate avea particula este dată de relaţia:

$$E=(n+1/2)h.\nu \qquad (3.7.)$$

unde n este *numărul cuantic de vibraţie*. Numărul cuantic n poate avea valoarile $n=0,1,2,\ldots$



Fgi. 3.24. Probabilităţile de localizare a particulei corespunzătoare funcţiilor de undă din fig. 3.23

Calculînd pătratul amplitudinilor se determină probabilitatea de localizare a particulei (fig. 3.24)

Este interesant de făcut comparaţia cu probalibitatea de localizare calculată cu ajutorul mecanicii clasice. Această probabilitate tinde către infinit în dreptul poziţiilor maxime deoarece în aceste puncte $v = 0$ şi minimă în dreptul originii deoarece în acest punct viteza are valoarea maximă. Se observă că pentru primele funcţii de undă deosebirile dintre curbele de variaţie ale probabilităţii date de mecanică cuantică, respectiv clasică sînt importante. Aceste deosebiri se estompează treptat pe măsură ce numărul cuantic de vibraţie are valori din ce în ce mai mari.

Astfel în fig. 3.25 a fost desenată cu linie plină probabilitatea dată de mecanica cuantică, iar cu linie întreruptă cea dată de mecanica clasică pentru cazul $n=10$.

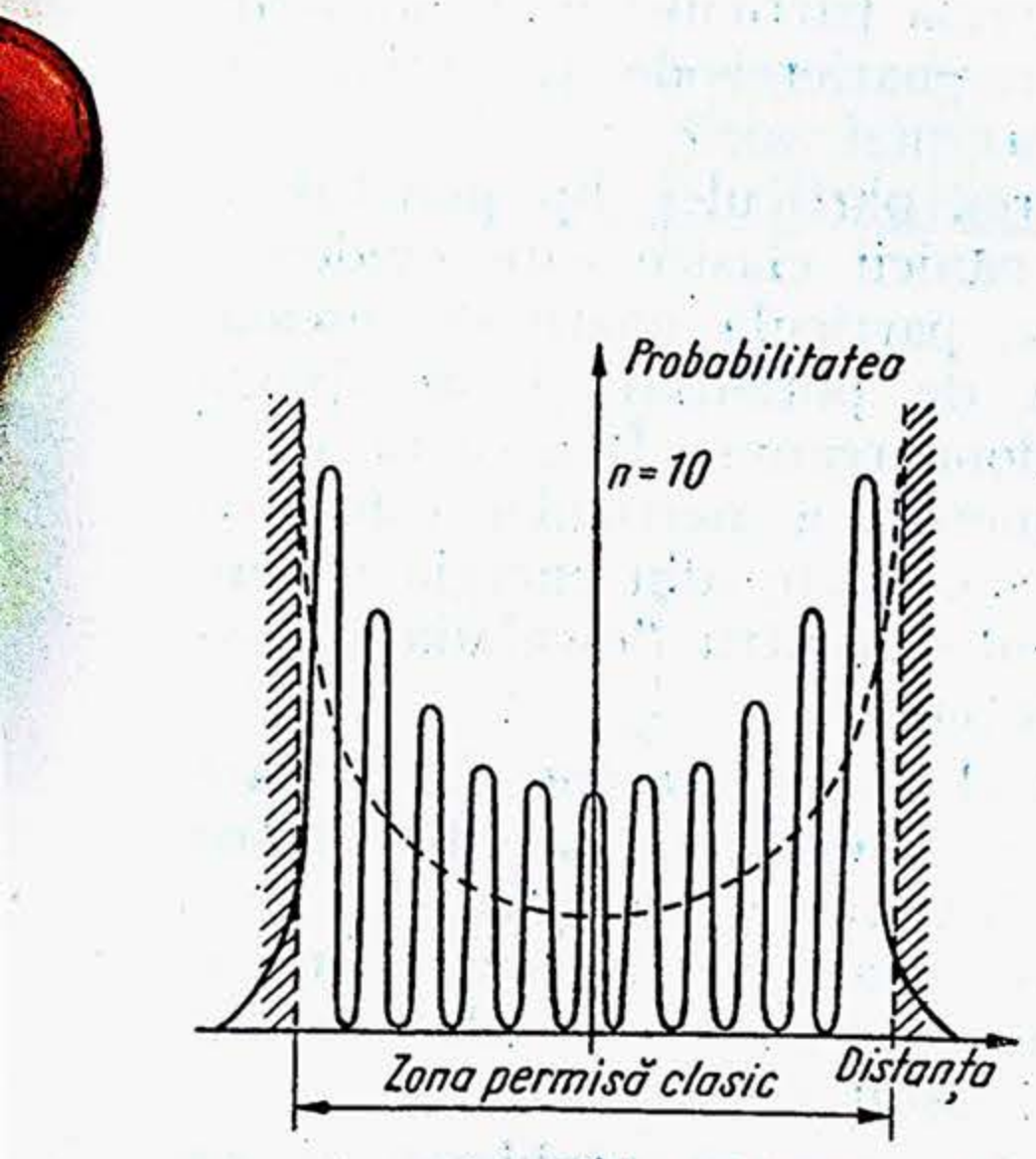


Fig. 3.25. Comparaţie între probabilitatea de localizare dată de mecanica cuantică (curba desenată cu linie plină) şi cea dată de mecanica clasică (curba desenată cu linie întreruptă) în cazul în care $n=10$.

Energia minimă a oscilătorului armonic corespunzătoare lui $n=0$ are valoarea $E=1/2.h.\nu$ ceea ce înseamnă că energia de zero are o valoare diferită de zero. Această energie este neobservabilă deoarece în interacţiunea oscilatorului cu un sistem exterior pot fi puse în evidenţă numai schimburile de energie. Semnificaţia acestei energii este legată de asemenea de principiul de incertitudine.

Într-adevăr dacă energia de zero ar fi nulă atunci ar însemna că particula s-ar afla în repaus ($\Delta p=0$) în minimul curbei de variaţie a energiei potenţiale ($\Delta x=0$) ceea ce ar atrage după sine violarea principiului de incertitudine.

Nivelele energetice ale oscilatorului sînt reprezentate în fig. 3.26. Se observă că ele sînt situate la distanţe egale cu $h.\nu$. Se regăseşte ipoteza originală a lui Planck, făcută cu 25 ani înainte de stabilirea ecuaţiei lui Schrödinger.

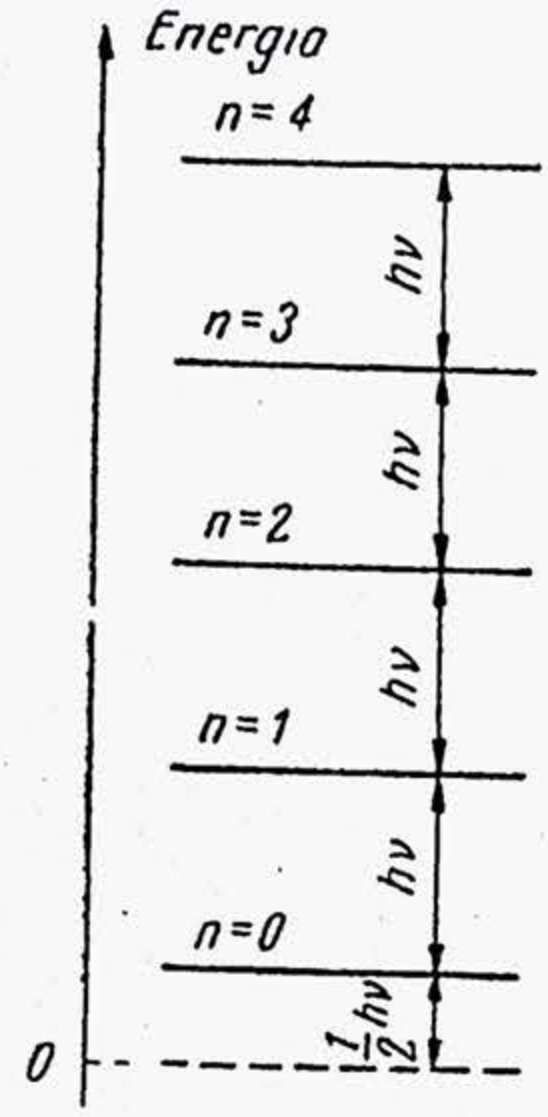


Fig. 3.26. Nivelele energetice ale oscilatorului armonic

Din fig. 3.24 se observă că probabilitatea de localizare a particulei în regiunea haşurată, interzisă din punctul de vedere al mecanicii clasice, este foarte mică însă diferită de zero.

Aceasta înseamnă că din punctul de vedere al mecanicii cuantice o particulă poate să pătrundă şi într-o regiune interzisă din punctul de vedere al fizicii clasice. Acestui fenomen îi este dedicat paragraful care urmează.

3.1.7. EFECTUL TUNEL

Pentru a elucida natura acestui fenomen să considerăm cazul unei particule care se deplasează de-alungul axei Ox şi care întîlneşte în calea sa o barieră de potenţial. În funcţie de valorile relative ale energiei particulei şi ale înălţimii barierei de potenţial se deosebesc două cazuri. În primul caz energia particulei este mai mare decît înălţimea barierei de potenţial, iar în al doilea caz mai mică.

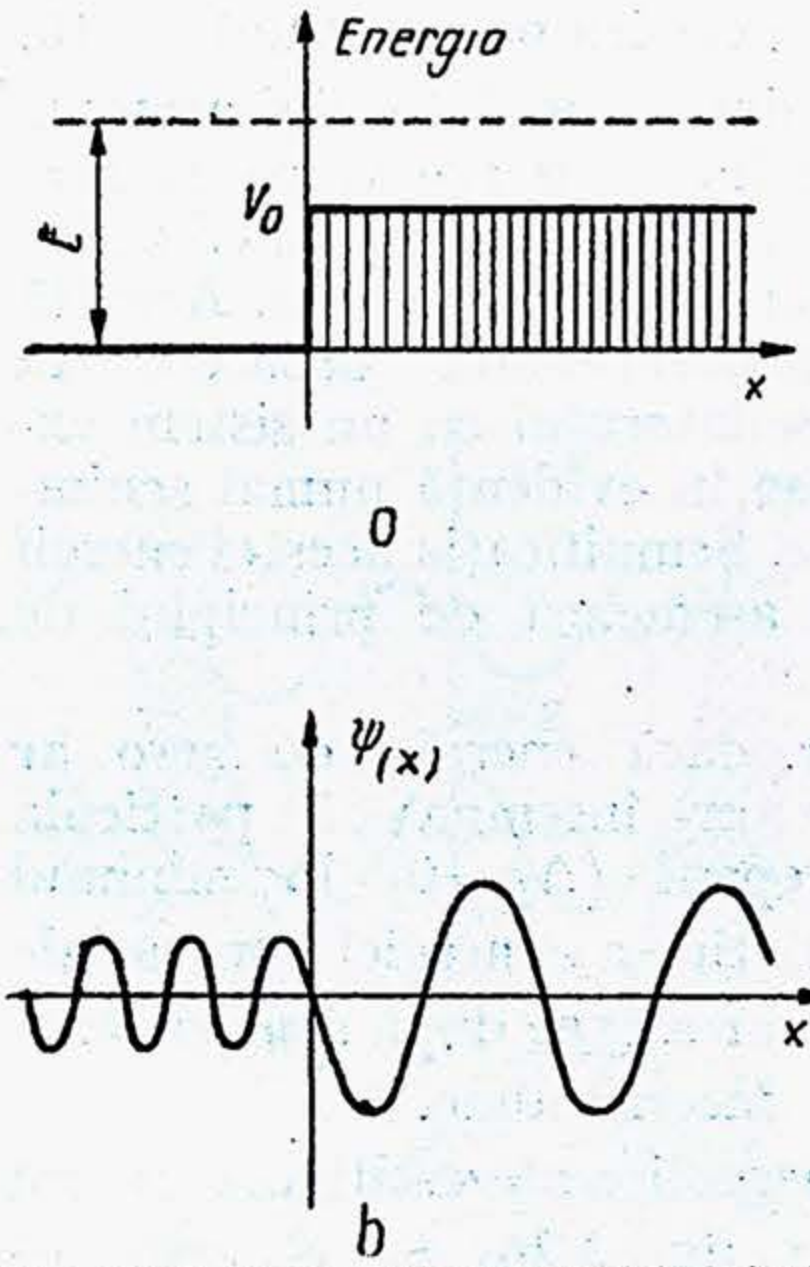


Fig. 3.27. Comportarea unei particule din punctul de vedere al mecanicii cuantice în cazul în care întîlneşte o barieră de potenţial V_0 mai mică decît energia sa E:
a — curba de variaţie a energiei potenţiale; *b* — funcţiile de undă

Comportarea particulei din punctul de vedere al mecanicii clasice este evidentă. În primul caz, particula poate să „escaladeze" bariera de potenţial şi să ajungă în cea de a doua regiune. În această regiune energia cinetică a particulei este mai mică, deoarece o parte din energia sa iniţială a cheltuit-o pentru "escaladarea barierei de potenţial.

În cel de al doilea caz energia pe care o are particula îi este insuficientă pentru a „escalada" bariera de potenţial. În consecinţă ea nu poate să pătrundă într-o regiune în care energia potenţială are valori mai mari decît energia sa.

Să rezolvăm această problemă şi cu ajutorul ecuaţiei lui Schrödinger.

Funcţiile de undă care se obţin în primul caz sînt reprezentate în fig. 3.27. Formele funcţiilor care se obţin în acest caz pot

B.C.U. „M. EMINESCU" IAȘI

fi explicate foarte ușor dacă se are în vedere că energia totală E a particulei este formată din componenta potențială V_0 și componenta cinetică $1/2.mv^2=p^2/2m$, $(p=mv)$ și că între impulsul p și lungimea de undă λ există relația $p=h/\lambda$.

În consecință în cea de a doua regiune în care V_0 are o valoare mai mare, impulsul $p=mv$ trebuie să aibă o valoare mai mică, ceea ce înseamnă că lungimea de undă trebuie să aibe valori superioare celeia din prima regiune.

De asemenea, în cea de a doua regiune particula avînd un impuls mai mic se deplasează cu o viteză mai mică, ceea ce înseamnă că probabilitatea ei de localizare are valori superioare celei din prima regiune. În consecință, amplitudinea undei din cea de a doua regiune are o valoare mai mare decît cea din prima.

În cel de al doilea caz, în care energia E a particulei este mai mică decît înălțimea V_0 a barierii de potențial se observă că unda este puternic amortizată (fig. 3.28). În cea de-a doua regiune, unda nu se anulează brusc, ci se atenuiază puternic. Aceasta înseamnă că în această regiune probabilitatea de localizare este mică, totuși diferită de zero. Ea scade rapid pe măsură ce pătrundem mai adînc în regiunea interzisă din punct de vedere al mecanicii clasice.

Mecanica cuantică arată deci că o particulă poate să pătrundă pe o distanță relativ scurtă într-o regiune care îi este interzisă din punctul de vedere al mecanicii clasice.

Un fenomen interesant apare în cazul în care bariera de potențial are o lățime finită, energia E a particulei fiind în continuare mai mică decît înălțimea V_0 a barierei, (fig. 3.29 *a*).

Din punctul de vedere al mecanicii clasice, situația nu se modifică față de cazul precedent, bariera reflectînd înapoi particula incidentă.

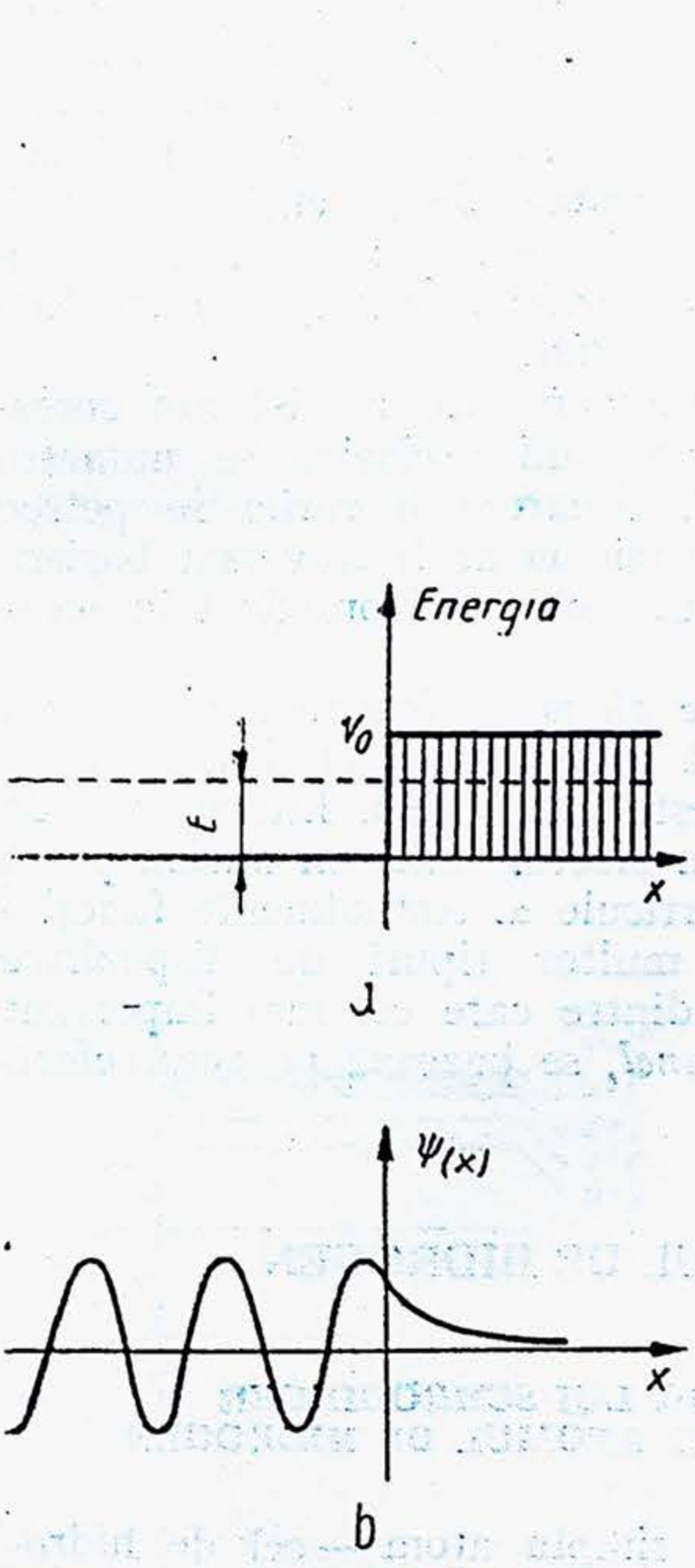


Fig. 3.28. Comportarea unei particule din punctul de vedere al mecanicii cuantice în cazul în care întîlnește o barieră de potențial V_0 mai mare decît energia sa E:
***a* — curba de variație a energiei potențiale; *b* — funcțiile de undă**

Soluționarea acestei probleme cu ajutorul mecanicii cuantice ne conduce la un rezultat complet diferit. Astfel în fig. 3.29 *b* au fost desenate formele funcțiilor de undă care se obțin în acest caz. În interiorul berierei de potențial, regiune interzisă din punctul de vedere al fizicii clasice, unda este puternic amortizată. Ea nu se anulează la extremitatea din dreapta barierei, astfel încît în regiunea care urmează funcția de undă are o amplitudine diferită de zero. Aceasta înseamnă că în regiunea din dreapta barierei de potențial probabilitatea de localizare a particulei este diferită de zero. *Particula a reușit să străbată bariera de potențial.*

Acest fenomen care nu își are corespondent în mecanica clasică se numește *efectul tunel,* deoarece lucrurile se petrec ca și cum particula ar fi traversat bariera prin interiorul unui tunel practicat în aceasta.

Cu toate că acest fenomen nu are un corespondent în mecanica clasică, la scară atomică el este foarte real. Într-adevăr, de exemplu prin efectul tunel un nucleu poate să emită particule α. Actualmente funcționarea mai multor tipuri de dispozitive electronice, dintre care cel mai important este *dioda tunel,* se bazează pe acest efect.

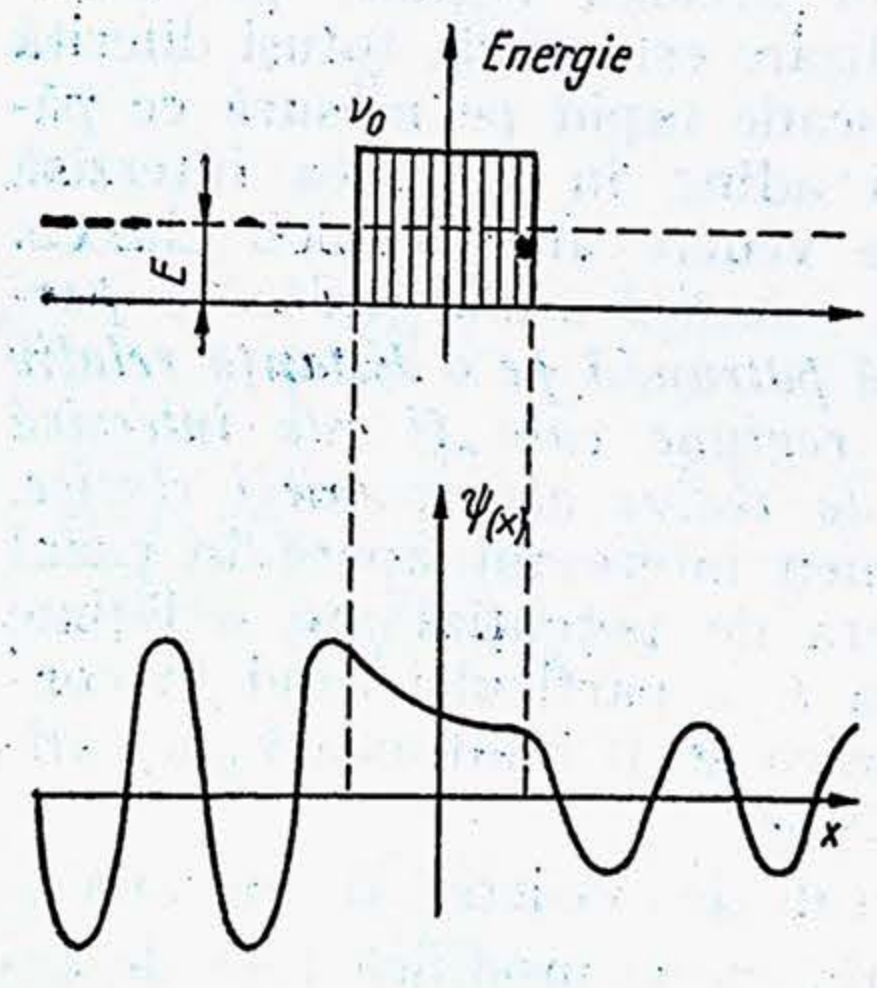


Fig. 3.29. Efectul tunel în cazul unei bariere de potențial de lățime finită : *a* — curba de variație a energiei potențiale ; *b* — funcțiile de undă

3.2. ATOMUL DE HIDROGEN

3.2.1. ECUAȚIA LUI SCHRÖDINGER PENTRU ATOMUL DE HIDROGEN

Cel mai simplu atom — cel de hidrogen — este constituit dintr-un nucleu greu, pozitiv din punct de vedere electric și un electron încărcat cu o sarcină electrică negativă. Masa electronului este de aproximativ 1840 ori mai mică decît cea a nucleului. Nu vom intra în amănuntele experiențelor

Soluționarea acestei probleme cu ajutorul mecanicii cuantice ne conduce la un rezultat complet diferit. Astfel în fig. 3.29 *b* au fost desenate formele funcțiilor de undă care se obțin în acest caz. În interiorul berierei de potențial, regiune interzisă din punctul de vedere al fizicii clasice, unda este puternic amortizată. Ea nu se anulează la extremitatea din dreapta barierei, astfel încît în regiunea care urmează funcția de undă are o amplitudine diferită de zero. Aceasta înseamnă că în regiunea din dreapta barierei de potențial probabilitatea de localizare a particulei este diferită de zero. *Particula a reușit să străbată bariera de potențial.*

Acest fenomen care nu își are corespondent în mecanica clasică se numește *efectul tunel*, deoarece lucrurile se petrec ca și cum particula ar fi traversat bariera prin interiorul unui tunel practicat în aceasta.

Cu toate că acest fenomen nu are un corespondent în mecanica clasică, la scară atomică el este foarte real. Într-adevăr, de exemplu prin efectul tunel un nucleu poate să emită particule α. Actualmente funcționarea mai multor tipuri de dispozitive electronice, dintre care cel mai important este *dioda tunel*, se bazează pe acest efect.

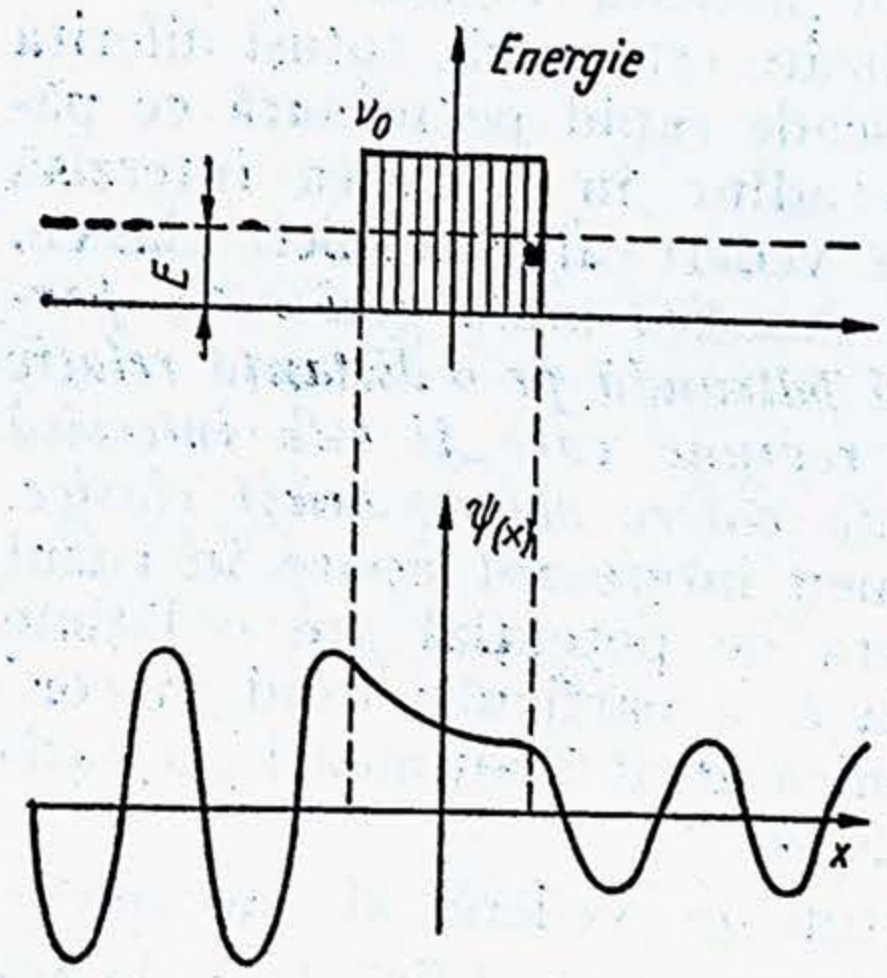


Fig. 3.29. Efectul tunel în cazul unei bariere de potențial de lățime finită : *a* — curba de variație a energiei potențiale ; *b* — funcțiile de undă

3.2. ATOMUL DE HIDROGEN

3.2.1. ECUAȚIA LUI SCHRÖDINGER PENTRU ATOMUL DE HIDROGEN

Cel mai simplu atom — cel de hidrogen — este constituit dintr-un nucleu greu, pozitiv din punct de vedere electric și un electron încărcat cu o sarcină electrică negativă. Masa electronului este de aproximativ 1840 ori mai mică decît cea a nucleului. Nu vom intra în amănuntele experiențelor

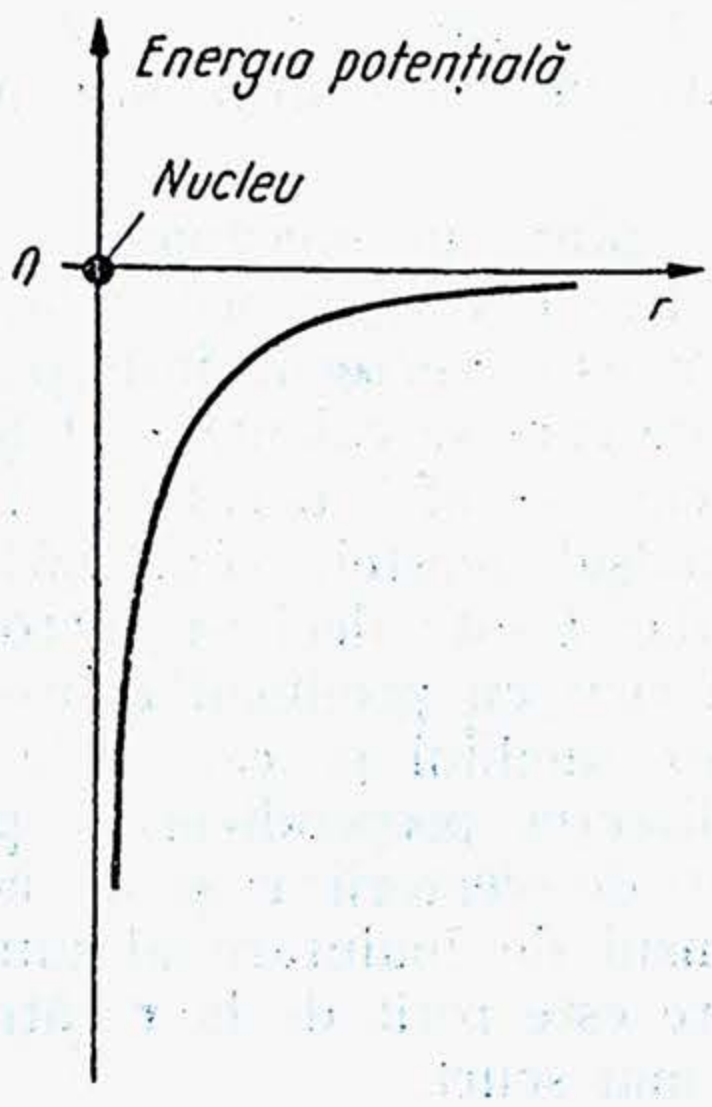


Fig. 3.30. Curba de variație a energiei potențiale în cazul atomului de hidrogen

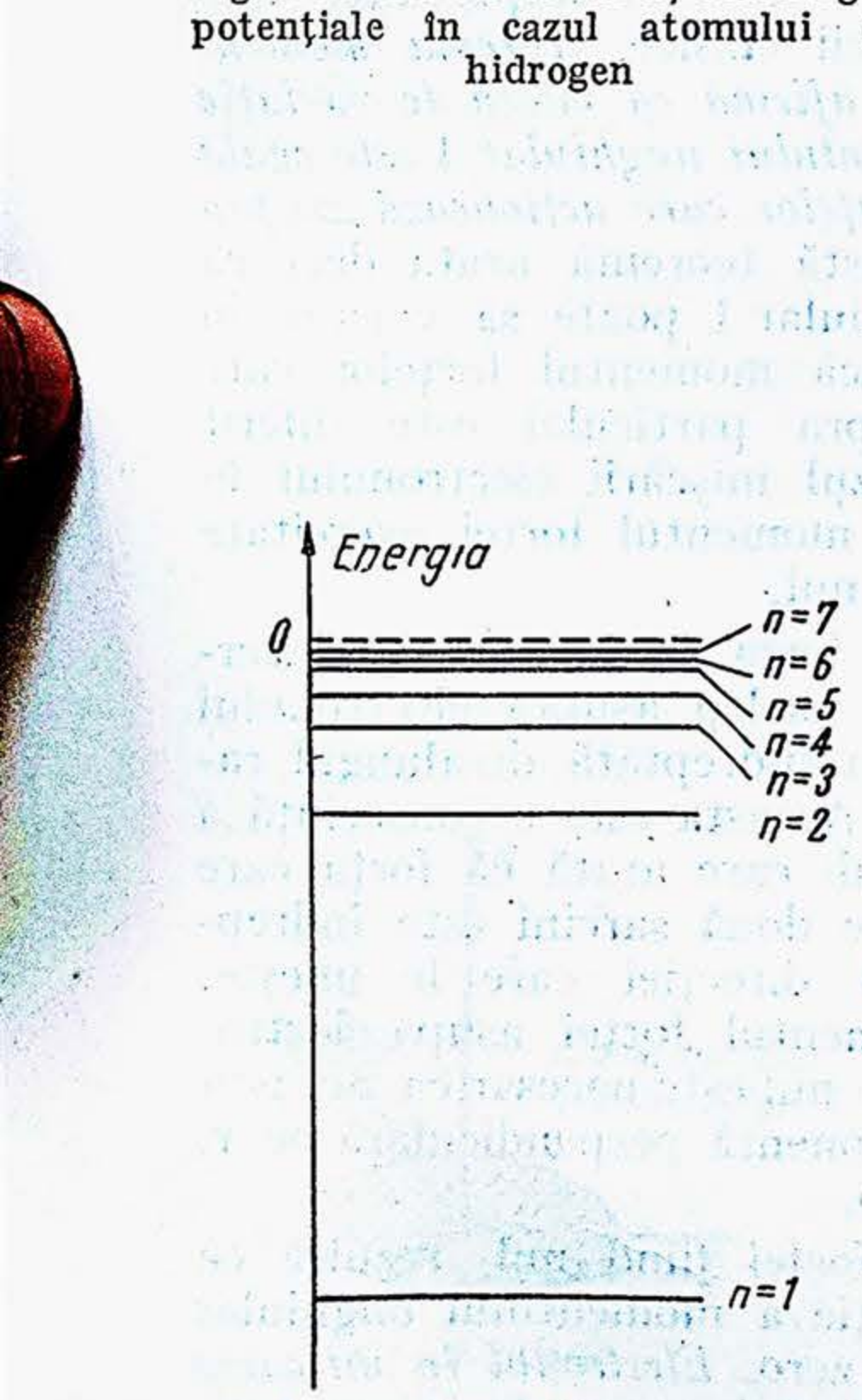


Fig. 3.31. Nivelele energetice ale atomului de hidrogeu

care i-au condus pe fizicieni la elaborarea acestui model.

Integrarea ecuației lui Schrödinger necesită determinarea legii de variație a energiei potențiale. Se observă că datorită simetriei sferice a problemei, energia potențială depinde numai de distanța r de la nucleu la electron. Forța care acționează asupra electronului este dată de legea lui Coulomb, care arată că aceasta este invers proporțională cu pătratul distanței. Rezultă că energia potențială variază invers proporțional cu raza r, deoarece derivata lui $1/r$ este $-1/r^2$. Cum este și natural se alege energia potențială egală cu zero la $+\infty$. Alegîndu-se astfel valoarea de zero, rezultă că energia potențială este întotdeauna negativă (fig. 3.30).

Prin integrarea ecuației lui Schrödinger corespunzătoare acestei legi de variație a energiei potențiale se obțin funcții proprii de undă care depind de trei parametrii, notați cu literele n, l și m_l. Fiecare din acești parametrii, care nu pot avea decît anumite valori binc determinate, au o semnificație fizică care va fi expusă în cele ceuremază.

Parametrul n denumit *număr cuantic principal* poate fi egal cu orice număr întreg, pozitiv, adică $n=1, 2, 3,\ldots$ *Numărul cuantic principal n determină energia electronului*. Calculele efectuate cu ajutorul ecuației lui Schrodinger au condus la o expresie a energiei electronului identică cu cea obținută de Bohr. În consecință, nivelele energetice ale atomului de hidrogen calculate cu ajutorul ecuației lui Schrödinger coincid cu cele rezultate din teoria lui Bohr (fig. 3.31).

Parametrul l denumit *număr cuantic orbital* poate avea valorile $l=0, 1, 2,\ldots,$ $n-1$. Pentru o anumită valoare a lui n, numărul cuantic orbital l are deci n valori diferite. De exemplu pentru $n=3$, l poate avea valorile 0, 1 și 2, adică 3 valori.

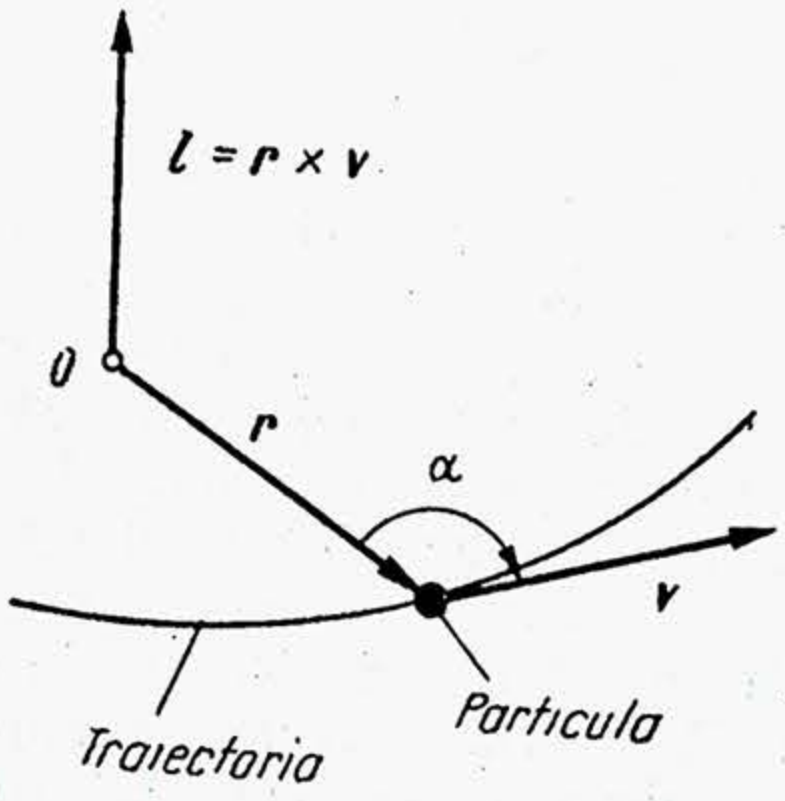


Fig. 3.32. Momentul unghiular **l** al unei particule

Semnificația fizică a numărului cuantic orbital este legată de momentul unghiular.

După cum se știe din mecanică, *momentul unghiular* **l** se definește prin relația $\mathbf{l}=\mathbf{r}\times\mathbf{p}$ în care **r** este vectorul îndreptat din punctul față de care se calculează **l** înspre punctul în care se află particula, iar $\mathbf{p}=m\ \mathbf{v}$ este impulsul acesteia (fig. 3.32). Momentul unghiular **l** este deci un vecto *r* care are modulul egal cu produsul $m \cdot v \cdot r \cdot \cdot \sin \alpha$ unde α este unghiul pe care îl face viteza **v** cu **r**, direcția perpendiculară pe planul determinat de vectorii **r** și **v**, iar sensul dat de sensul de înaintare al unui burghiu drept care este rotit de la **r** către **p** pe drumul cel mai scurt.

Una dintre cele mai importante teoreme a mecanicii clasice, *teorema momentului unghiular afirmă că viteza de variație în timp a momentului unghiular* **l** *este egală cu momentul forțelor care acționează asupra particulei*. Această teoremă arată deci că momentul unghiular **l** poate să varieze în timp numai dacă momentul forțelor care acționează asupra particulei este diferit de zero. În cazul mișcării electronului în jurul nucleului momentul forței exercitate de nucleu este nul.

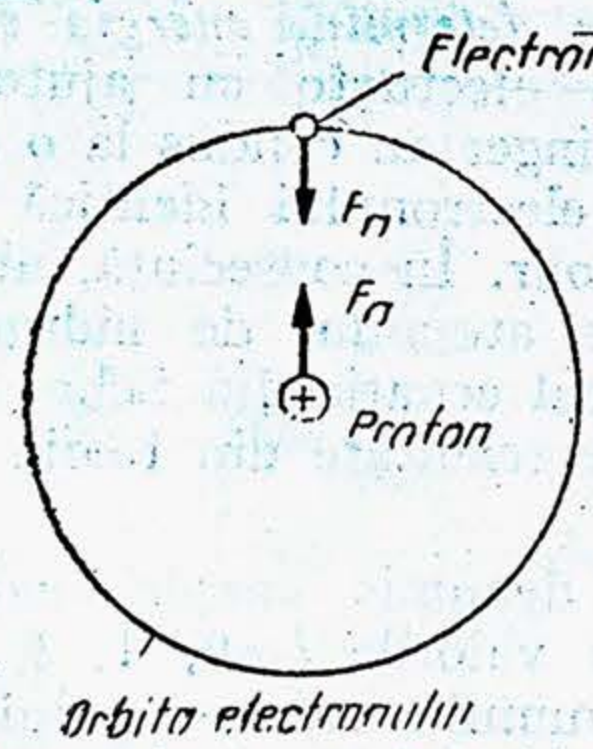


Fig. 3.33. Forța de atracție F_a exercitată de nucleu asupra electronului

Într-adevăr forța $\mathbf{F}_a$ de atracție exercitată de către nucleu asupra electronului este întotdeauna îndreptată de-alungul razei **r** (fig. 3.33). Aceasta este o consecință a legii lui Coulomb care arată că forța care se exercită între două sarcini este îndreptată de-alungul direcției care le unește. Pentru ca momentul forței asupa electronului să nu fie nul este necesar ca aceasta să aibă o componentă perpendiculară pe **r**, diferită de zero.

Momentul forței fiind nul, rezultă că viteza de variație a momentului unghiular **l** este egală cu zero. *Electronul în mișcarea sa în jurul nucleului se caracterizează printr-o valoare constantă a momentului unghiular.*

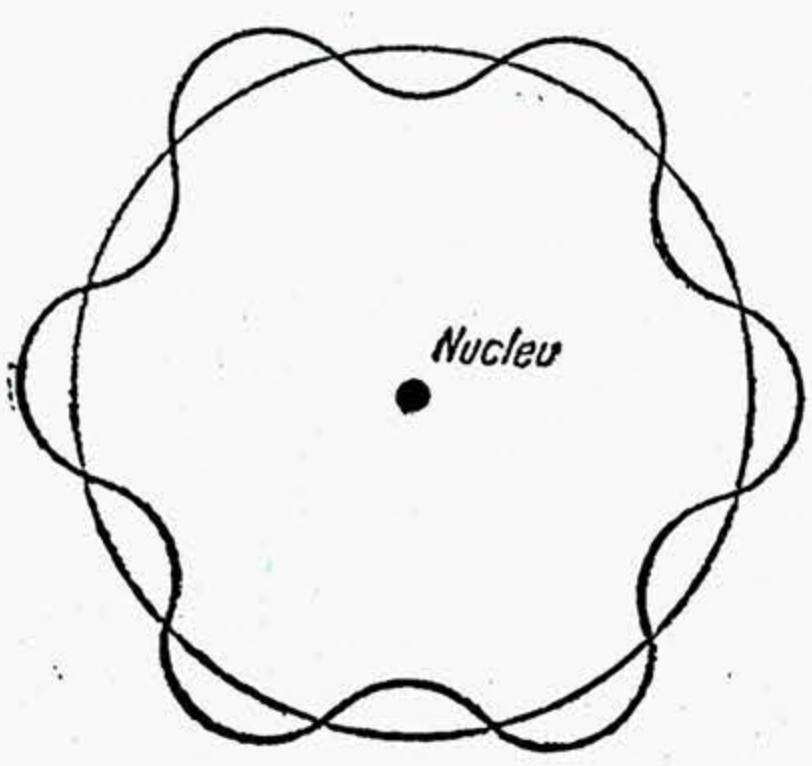


Fig. 3.34. Unda asociată electronului de-a lungul unei orbite permise

În mecanica clasică, momentul unghiular poate avea orice valoare. *În mecanica cuantică și momentul unghiular, ca și energia poate avea numai anumite valori, adică este cuantificat.*

Necesitatea cuantificării momentului unghiular rezultă din următoarele considerații. Să considerăm că electronul se deplasează pe o anumită orbită în jurul nucleului. Asociem mișcării electronului o undă, în conformitate cu concepțiile lui de Broglie (fig. 3.34). După ce electronul a făcut o rotație completă și s-a întors în punctul din care a plecat, nu s-a modificat nimic în atomul de hidrogen. Rezultă că după ce a parcurs lungimea orbitei, unda asociată trebuie să aibă aceiași valoare. Aceasta este posibil numai dacă lungimea de undă λ poate avea numai anumite valori. În consecință impulsul particulei $= h/\lambda$ este cuantificat. Momentul unghiular $\mathbf{l}$ fiind legat de impulsul $\mathbf{p}$ prin relația $\mathbf{l}=\mathbf{r}\times\mathbf{p}$ rezultă că și el este cuantificat. Evident, aceste considerații, în care au fost amestecate concepțiile clasice (noțiunea de orbită) cu cele cuantice (noțiunea de undă asociată) au caracter informativ, ele neputînd rezista unei analize mai atente.

Numărul cuantic orbital l determină momentul unghiular $\mathbf{l}$ *al electronului, al cărui modul este egal cu* $\hbar\sqrt{l(l+1)}$.

Este interesat de menționat că *mișcarea plană a electronului în jurul nucleului este interzisă de către principiul de incertitudine.* Într-adevăr, dacă mișcarea electronului ar fi conținută în planul xOy de exemplu, atunci atît Δz cît și Δv_z ar fi egali cu zero. Dar, în conformitate cu principiul de nedeterminare $\Delta z \cdot \Delta v_z \geqslant h$. (fig. 3.35). Dacă se admite că mișcarea electronului este plană apare deci o violare a principiului de incertitudine. Deoarece principiul de incertitudine are o valabilitate generală, rezultă că mișcarea plană a electronului în jurul nucleului nu este permisă. În consecință *principiul de*

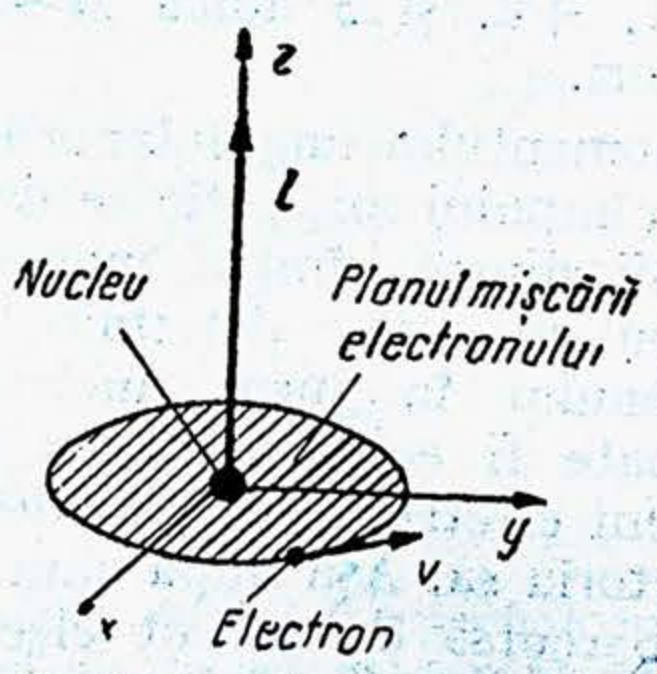


Fig. 3.35. Mișcarea plană a electronului în jurul nucleului

incertitudine ne arată că nu poate fi determinată cu precizie direcția momentului unghiular.

Nu numai modulul momentului unghiular **l** *este cuantificat, dar și orientările sale în spațiu.* Această afirmație a reprezentat concluzia unei experiențe celebre, cea a lui *Stern și Gerlach.* În atomul de hidrogen, datorită simetriei nu există nici o direcție privilegiată. Toate direcțiile care trec prin nucleu au aceleași proprietăți. Din această cauză, pentru a pune în evidență orientările momentului unghiular **l** este necesar ca din exterior să creiem o direcție privilegiată. Aceasta se poate realiza cel mai simplu prin introducerea atomului de hidrogen într-un cîmp magnetic, îndreptat de exemplu de-a-lungul direcției verticale *Oz* a unui sistem de coordonate *xyz* în care planul *xOy* este orizontal (fig. 3.36).

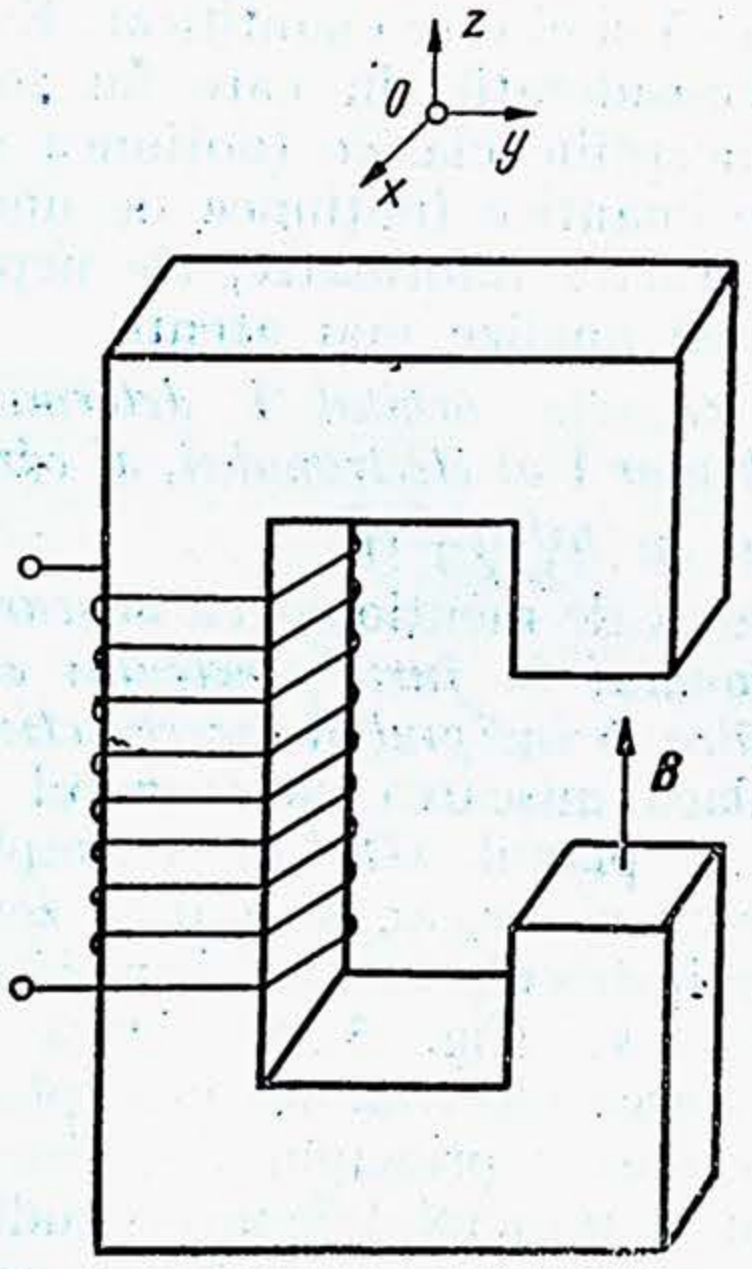


Fig. 3.36. Crearea unei direcții privilegiate în spațiul cu ajutorul unui cîmp magnetic

Orientările momentului unghiular **l** față de direcția cîmpului magnetic **B** sînt determinate de parametrul m_l, care a căpătat denumirea de *număr cuantic magnetic. Numărul cuantic magnetic* m_l *poate avea valorile:*

$$m_l = -l, -(l-1), -(l-2), \ldots, -1, 0, 1, \ldots, l-2, l-1, l$$

Pentru o anumită valoare a numărului cuantic orbital l numărul cuantic m_l poate avea $2l+1$ valori. De exemplu în cazul în care $l=3$, m_l poate avea valorile $m_l = -3, -2, -1, 0, +1, +2$, și 3 adică $2l+1 = 2 \cdot 3+1=7$ valori.

Orientarea momentului unghiular orbital față de direcția cîmpului magnetic se datorește interacțiunii dintre cîmpul magnetic exterior și cîmpul magnetic determinat de mișcarea electronului în jurul nucleului, mișcare care poate fi echivalentă cu circulația unui curent electric prin spira determinată de traiectoria sa. Așa după cum s-a arătat o spiră parcursă de curent electric se caracterizează prin momentul magnetic μ definit ca vectorul care are modulul egal

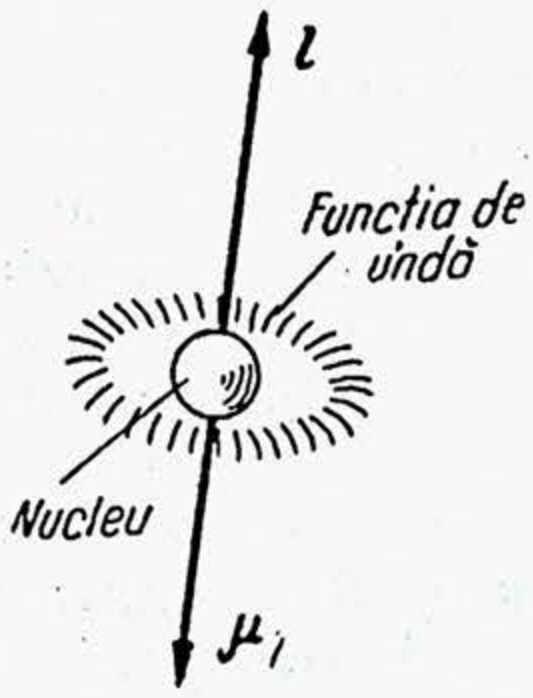


Fig. 3.37. Moment unghiular și momentul magnetic orbital μ_l al electronului

Fig. 3.38. Cuplul C exercitat asupra unui mic magnet permanent cu momentul μ_l introdus într-un cîmp magne- tic B

cu produsul dintre curentul electric și aria spirei, direcția perpendiculară pe planul spirei și sensul determinat de sensul de circulație al curentului electric, după regula burghiului drept. Cîmpul magnetic creat de o spiră circulară este identic cu cel creat de un mic magnet permanent, orientat de-a-lungul direcției momentului magnetic. Evident, magnetul permanent îl vom caracteriza de asemenea prin momentul său magnetic μ care este astfel definit, încît el este egal cu cel al unei spire parcurse de curent electric, dacă aceasta creiază un cîmp magnetic identic.

Momentul magnetic care apare în acest caz fiind determinat de mișcarea orbitală a electronului în jurul nucleului a căpătat denumirea de moment magnetic *orbital*. El se notează prin simbolul μ_l, indicele l arătînd că este orbital.

Avînd în vedere că momentul magnetic al unei spire este cu atît mai mare cu cît curentul are o valoare mai ridicată, adică cu cît eletronul se rotește mai rapid, rezultă că putem scrie că între momentul magnetic orbital μ_l și momentul orbital l există o relație de proporționalitate de forma $\mu_l = -\beta l$ (fig. 3.37). Semnul minus se datorește sarcinii negative a electronului. Factorul de proporționalitate β care intervine în această relație se numește *magnetonul lui Bohr*. El are valoarea $\beta = 9{,}2732 \cdot 10^{-21}$ *erg.gauss*$^{-1}$.

Fenomenele sînt mai ușor de urmărit dacă lucrăm, nu cu spire parcurse de curenți electrici, ci cu magneți permanenți. Din această cauză, în cele ce urmează vom considera că datorită mișcării electronului în jurul nucleului, atomul se comportă ca un mic magnet permanent, caracterizat prin momentul magnetic μ_l.

După cum se știe, asupra unui magnet permanent caracterizat prin momentul magnetic μ_l introdus într-un cîmp magnetic B acționează un cuplu $C = \mu_l \times B$. (fig. 3.38). Dacă magnetul permanent se poate roti,

atunci sub acţiunea acestui cuplu el se va aşeza într-o asemenea poziţie încît momentul său magnetic μ_l să fie paralel cu **B**. (fig.3.39). În această situaţie, cuplul exercitat de cîmpul magnetic este nul. Aceasta reprezintă o poziţie de echilibru stabil deoarece dacă îl deviem puţin, atunci cuplul exercitat de cîmp caută să-l readucă în situaţia iniţială. Cuplul exercitat asupra magnetului este nul şi în cazul în care μ_l şi **B** sînt antiparaleli. Aceasta este o poziţie de echilibru instabil. Într-adevăr este suficient să apară o mică perturbaţie care să devieze puţin magnetul din această situaţie, pentru că cuplul exercitat de cîmpul magnetic exterior să-l scoată din această poziţie şi să-l ducă în situaţia de echilibru stabil.

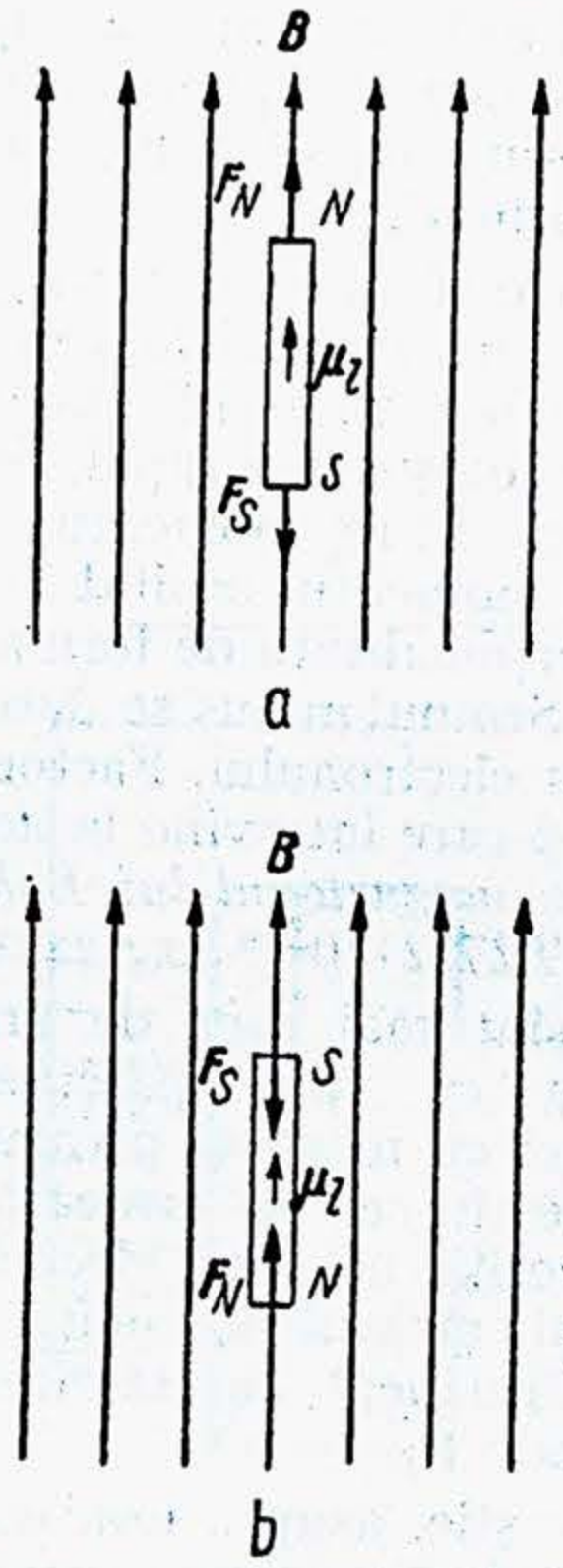


Fig. 3.39. Poziţia de echilibru stabil —*a* şi cea de echilibru instabil— *b* a unui magnet permanent introdus într-un cîmp magnetic

Să considerăm că magnetul permanent se află în poziţia de echilibru şi să încercăm să-l deviem din această poziţie.

În acest scop este necesar ca asupra magnetului să acţionăm cu un cuplu care să învingă pe cel exercitat de cîmpul magnetic. Intercaţiunii dintre magnetul permanent şi cîmpul magnetic i se asociază deci o energie. Calculele efectuate cu ajutorul fizicii clasice arată că această energie este proporţională cu valoarea inducţiei magnetice B şi a proiecţiei $\mu_l \cdot \cos\alpha$ a momentului magnetic μ_l pe direcţia cîmpului **B**. Prin α s-a notat unghiul pe care îl face momentul magnetic μ_l cu inducţia magnetică **B**.

În fizica clasică energia poate avea orice valori. În fizica cuantică energia este cuantificată. De aceea atunci cînd se trece la tratarea cuantică a fenomenelor care au loc în cazul în care atomul de hidrogen este introdus într-un cîmp magnetic, ne aşteptăm să obţinem numai anumite valori permise ale energiei. Calculele confirmă aceste presupuneri. Deoarece energia poate avea numai anumite valori permise rezultă că *sînt permise numai anumite orientări ale momentului*

magnetic μ_l, *respectiv ale momentului orbital* **l** *față de direcția cîmpului magnetic* **B**.

Orientările permise sînt date de condiția ca proiecția momentului orbital **l** *pe direcția privilegiată să aibă valoarea egală cu* $m_l\hbar$ *unde* m_l *reprezintă una din valorile permise ale numărului cuantic magnetic* m_l *corespunzătoare numărului cuantic orbital* l.

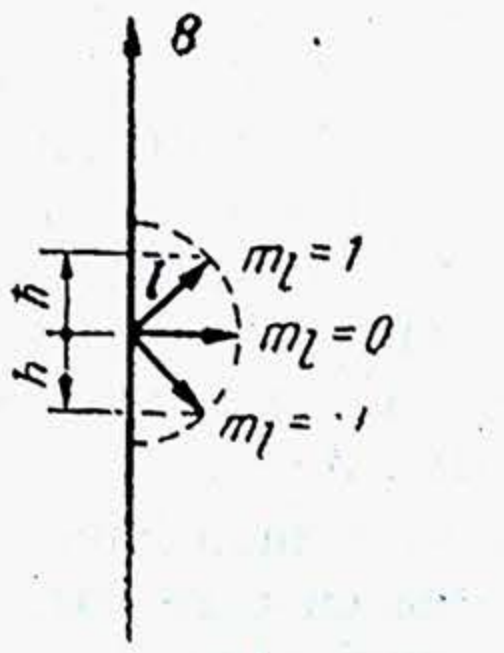
În fig. 340 au fost reprezentate orientările permise ale momentului orbital **l** pentru diverse valori ale numărului cuantic orbital l.

Mișcării electronului în jurul nucleului i se asociază nu numai un moment magnetic arbital μ_l dar și un moment mecanic orbital **l**. Aceasta înseamnă că pentru a simula în mod corect mișcarea electronului în atomul de hidrogen este necesar să considerăm că micul magnet permanent echivalent se rotește în jurul direcției nord-sud pentru a poseda și un moment mecanic orbital.

Existența mișcării de rotație în jurul axei sale proprii face ca mișcarea micului magnet permanent să fie identică cu cea a unui giroscop în cîmpul gravitațional al pămîntului (fig. 3.41). Într-adevăr după cum se poate observa din fig. 3.41 și 3.42 cuplul exercitat de cîmpul magnetic asupra magnetului este echivalent cu cuplul determinat de greutatea corpului.

După cum se știe din mecanică, în acest caz apare o mișcare de precesie în care corpul, respectiv magnetul permanent, se rotește atît în jurul axei sale proprii cît și în jurul axei verticale, respectiv în jurul direcției cîmpului magnetic.

Este important de subliniat că *frevcența mișcării de precesie, adică frecvența mișcării*



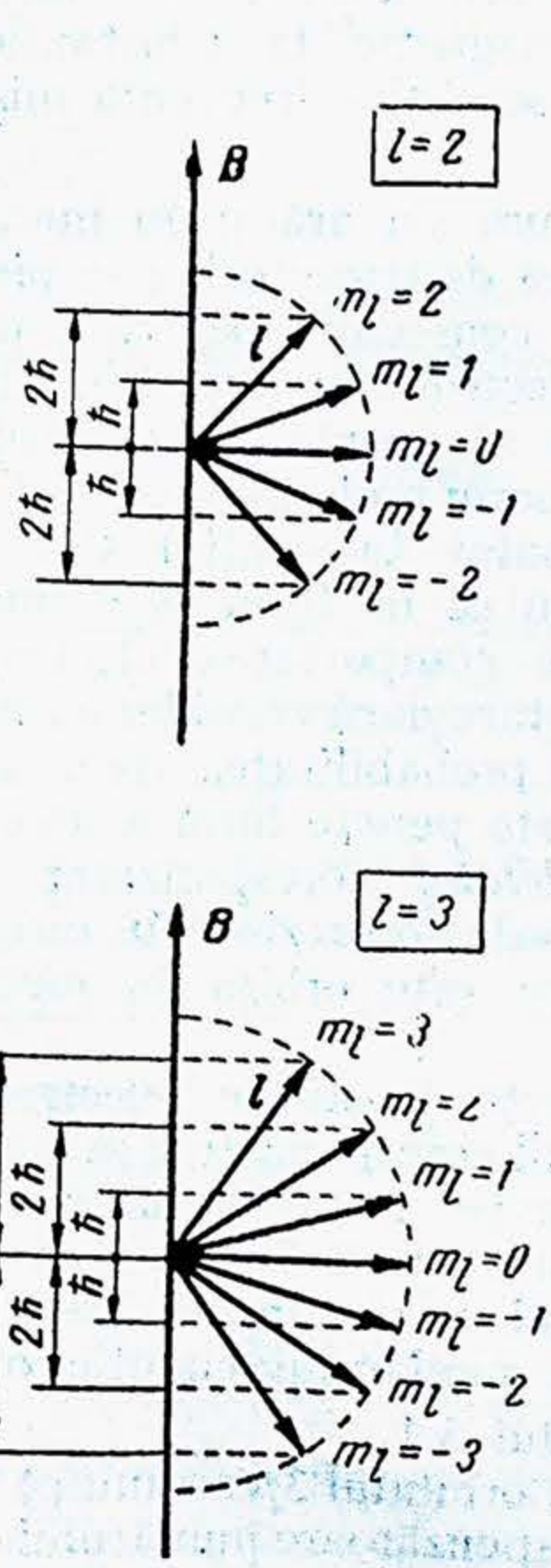


Fig. 3.40. Orientările permise ale momentului unghiular orbital l față de o direcție privilegiată

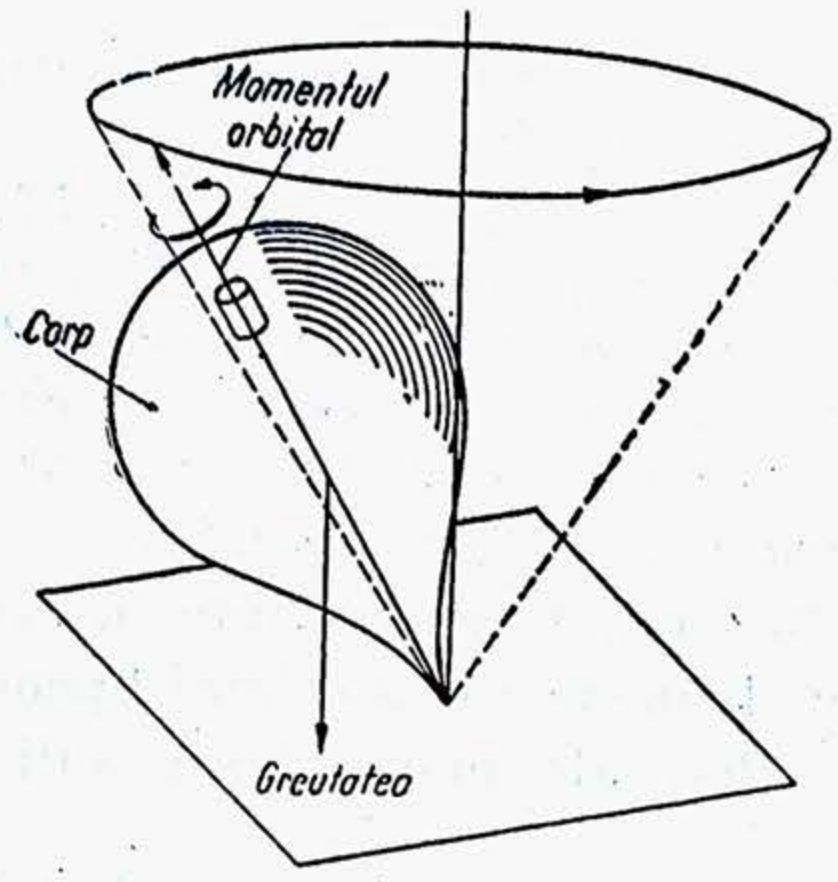


Fig. 3.41. Mişcarea de precesie a unui giroscop în cîmpul gravitaţional

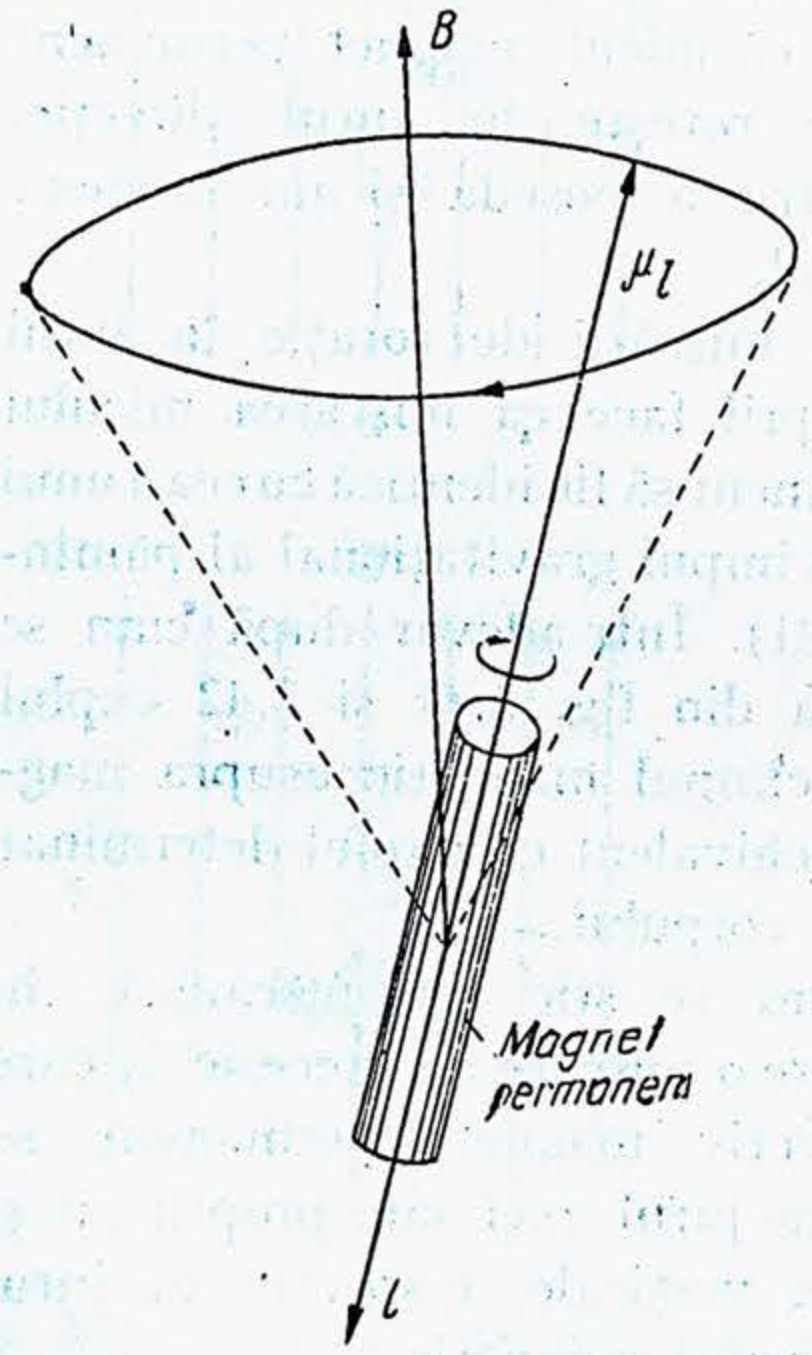


Fig. 3.42. Mişcarea de precesie a unui magnet permanent în cîmpul magnetic

de rotaţie în jurul direcţiei cîmpului magnetic exterior nu depinde de orientarea momentului magnetic μ_l *faţă de* **B**.

În mecanica clasică conul descris de axul corpului care suferă mişcarea de precesie poate avea orice unghi la vîrf. Mecanica cuantică arată însă că sînt posibile numai anumite orientări ale momentului orbital **l**. Rezultă deci că momentul orbital **l** trebuie să descrie un asemenea con încît proiecţia sa pe direcţia cîmpului magnetic să aibă una din valorile permise (fig. 3.43).

Este de interesant menţionat că dacă se împarte cantitatea cu care variază energia electronului atunci cînd este introdus într-un cîmp magnetic la constanta lui Planck *h*, atunci se obţine frecvenţa mişcării de precesie.

Aşa după cum s-a arătat în mecanica cuantică noţiunea de traiectorie şi-a pierdut semnificaţia. În consecinţă pentru a determina stările electronului din atomul de hidrogen trebuie să operăm cu funcţiile de undă. Acestea descriu probabilitatea de localizare a electronului în spaţiul din jurul nucleului. Putem să ne formăm o imagine intuitivă despre comportarea electronului într-o anumită stare dacă considerăm numai punctele în care probabilitatea are o valoare apreciabilă. Aceste puncte formează ceea ce se numeşte *orbitalul* corespunzător stării respective. Orbitalul reprezintă în mecanică cuantică ceea ce este orbita în mecanica clasică.

Se obişnuieşte ca stările electronului, respectiv orbitalii corespunzători să se noteze printr-o combinaţie formată dintr-o cifră egală cu valoarea numerică a numărului cuantic principal n şi dintr-o literă care indică mărimea numărului cuantic orbital conform tabelului 3.1

De exemplu orbitalul $3p$ semnifică funcţai de undă corespunzătoare numărului cuantic principal $n=3$ şi numărului cuantic orbital $l=1$.

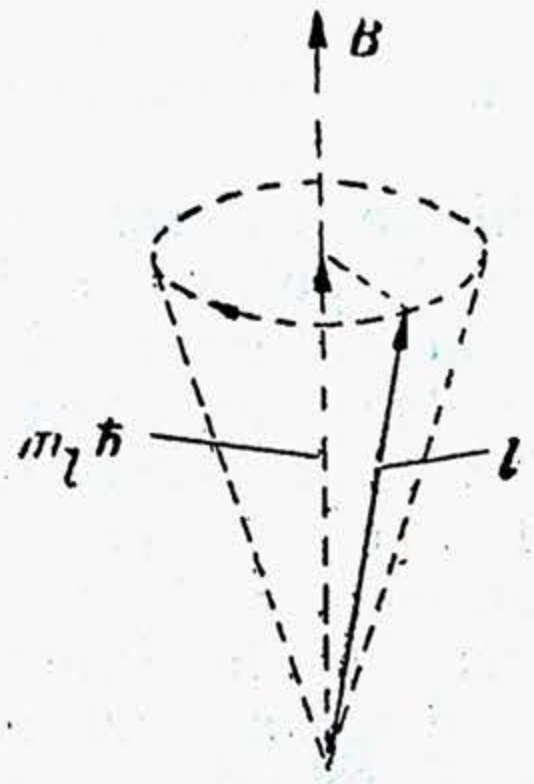


Fig. 3.43. Mișcarea de precesie a momentului unghiular l în jurul direcției cîmpului magnetic B

Dacă se dau pe rînd celor trei numere cuantice valorile permise, atunci se obține stările electronului din atomul de hidrogen. Astfel pentru $n=1$, l fiind egal cu $n-1$ nu poate avea decît valoarea $l=0$. Numărul cuantic magnetic m_l fiind egal cu $m_l=-l, \quad -(l-1),\ldots,0,\ldots+(l-1), \quad +l$ nu poate avea decît de asemenea valoarea $m_l=0$. În consecință rezultă că în acest caz avem o singură stare care conform convenției menționate se notează prin simbolul 1*s* adică :

$$n=1, \quad l=0 \quad m_l=0 \ \} \quad \text{stare } 1s$$

Pentru $n=2$, l poate avea două valori : 0 și 1. Dacă $l=0$ atunci $m_l=0$. În cazul în care $l=1$, m_l poate avea $2l+1=3$ valori și anume $m_l=-1, 0, +1$. Există deci următoarele patru combinații de numere :

$$n=2 \quad l=0 \quad m_l=0 \ \} \quad \text{stare } 2s$$

$$\left.\begin{array}{lll} n=2 & l=1 & m_l=-1 \\ n=2 & l=1 & m_l=0 \\ n=2 & l=1 & m_l=+1 \end{array}\right\} \quad \text{stări } 2p$$

cărora le corespund stările menționate.

În cazul în care $n=3$, l are valorile 0, 1 și 2 : m_l are valorile pentru $l=0$, $m_l=0$, pentru $l=1$, $m_l=-1,0,+1$ și pentru $l=2$, $m_l=-2,-1,0,\ 1,2$, rezultînd următoarele combinații

$$n=3 \quad l=0 \quad m_l=0 \ \} \quad \text{starea } 3s$$

$$\left.\begin{array}{lll} n=3 & l=1 & m_l=-1 \\ n=3 & l=1 & m_l=0 \\ n=3 & l=1 & m_l=+1 \end{array}\right\} \quad \text{stări } 3p$$

$$\left.\begin{array}{lll} n=3 & l=2 & m_l=-2 \\ n=3 & l=2 & m_l=-1 \\ n=3 & l=2 & m_l=0 \\ n=3 & l=2 & m_l=+1 \\ n=3 & l=2 & m_l=+2 \end{array}\right\} \quad \text{stări } 3d$$

cărora le corespund 9 stări.

Tabelul 3.1

Denumirile stărilor electronului

valoarea numărului cuantic *l*	Notație
0	*s*
1	*p*
2	*d*
3	*f*
4	*g*
5	*h*
6	*i*
7	*k*
8	*l*
9	*m*
10	*n*
11	*o*
12	*q*
13	*r*
14	*t*

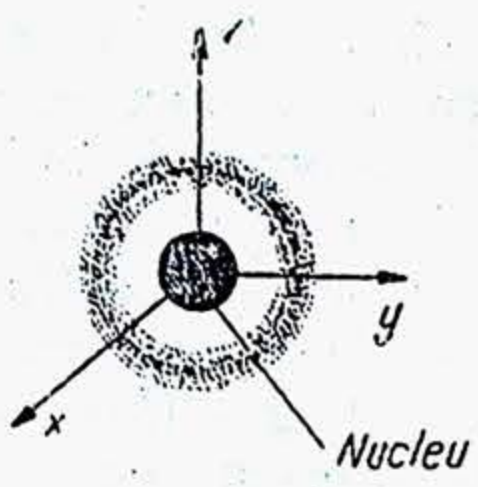


Fig. 3.44. Norul de probabilitate corespunzător orbitalului 1*s*

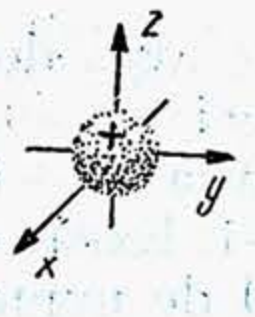


Fig. 3.45. Suprafața limită corespunzătoare orbitalului 1*s*

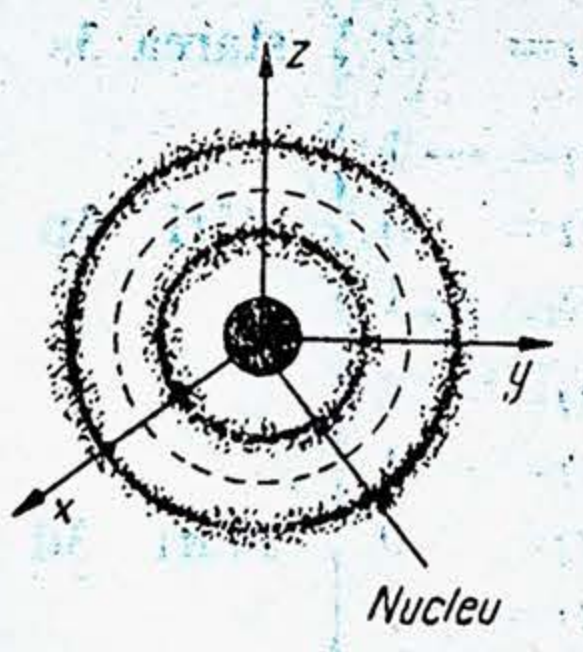


Fig. 3.46. Norul de probabilitate corespunzător orbitralului 2*s*

Raționamentele se repetă identic și pentru celelalte valori ale numărului cuantic principal.

Cunoscînd funcțiile de undă corespunzătoare diferiților orbitali putem să determinăm probabilitatea de localizare a electronului în spațiul din jurul nucleului. Ne putem face o imagine intuitivă despre comportarea electronului dacă efectuăm o reprezentare în spațiu în care convenim ca în regiunile în care probabilitatea de localizare are valori mai mari să desenăm mai multe puncte. Procedînd în acest mod se obține așa-numitul *nor de probabilitate* sau *nor electronic*.

Imaginea intuitivă poate fi completă dacă se construiește așa numita *suprafață limită*, în interiorul căruia electronul poate fi localizat cu o probabilitate de 95%.

În cele ce urmează vom prezenta particularitățile celor mai importante tipuri orbitali.

a. **Orbitali de tip s.** Orbitalii de tip *s* se caracterizează prin $l=0$ indiferent de valoarea numărului cuantic principal n. Singura valoare posibilă pe care poate să o aibe numărul cuantic magnetic m_l care descrie orientarea orbitalului față de o direcție privilegiată este $m_l=0$. O asemenea valoare a lui m_l este posibilă numai dacă funcția de undă prezintă o simetrie sferică. Într-adevăr numai în acest caz nu poate să existe o orientare față o de anumită direcție privilegiată, toate direcțiile care trec prin nucleu avînd aceleași proprietăți.

Din această categorie cel mai simplu este orbitalul 1*s*. Norul de probabilitate și suprafața limită sînt reprezentate în fig. 3.44 și 3.45. Este interesant de menționat că maximul probabilității apare în dreptul razei primei orbite a lui Bohr. Cum era de așteptat suprafața limită reprezintă o sferă care are raza mai mare decît cea a primei orbite a lui Bohr deoarece probabilitatea de localizare a electronului este diferită de

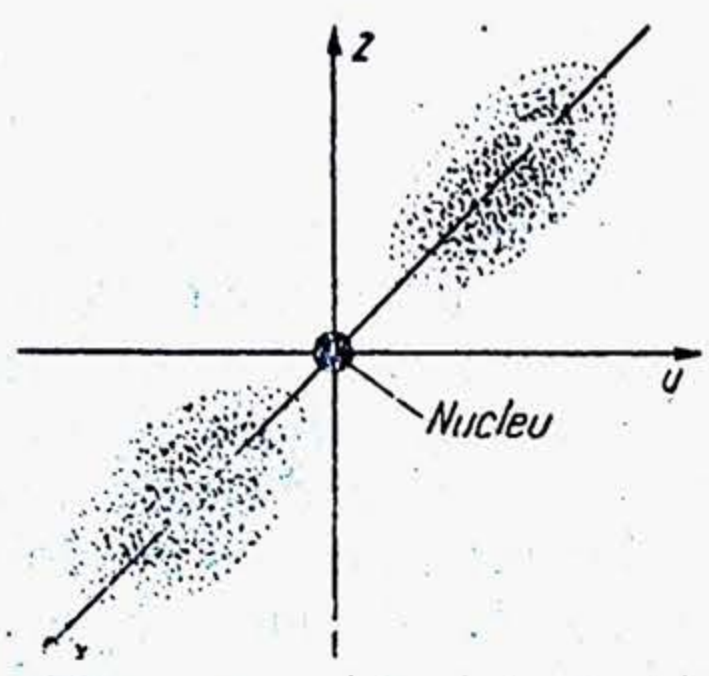


Fig. 3.47. Norul de probabilitate corespunzător orbitalului $2p_x$

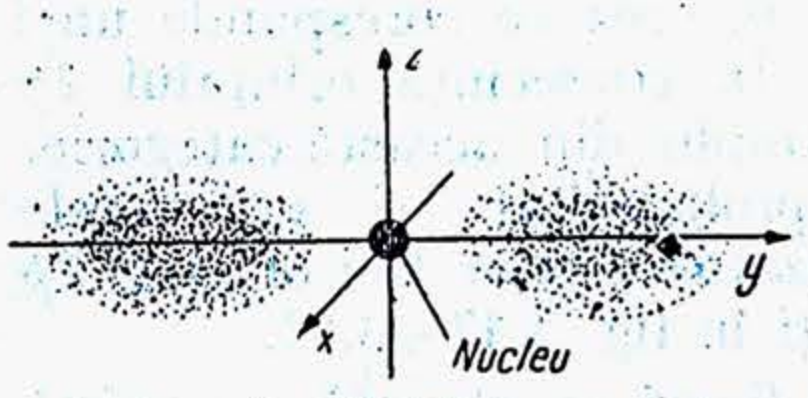


Fig. 3.48. Notul de probabilitate corespunzătoare orbitalului $2p_y$

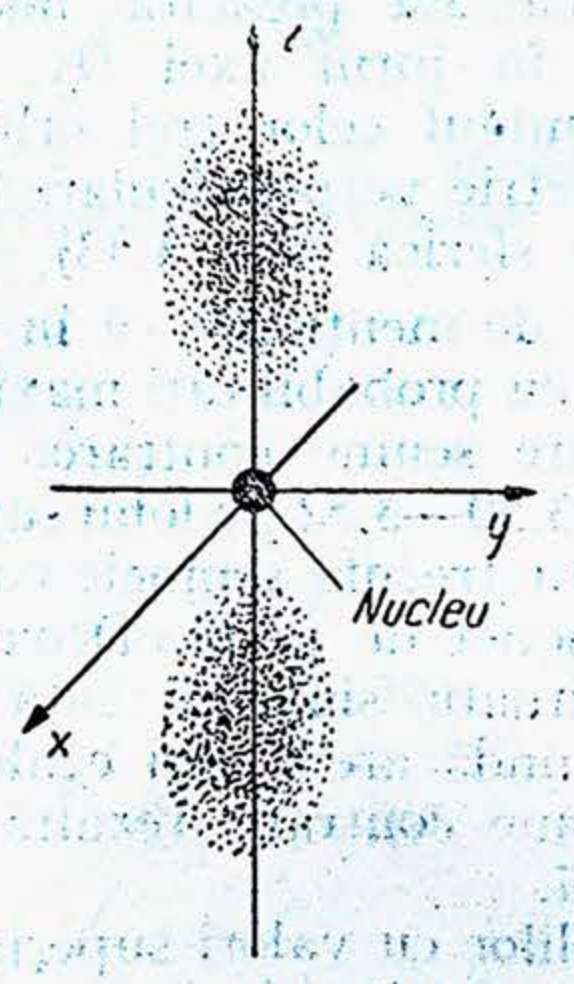


Fig. 3.49. Norul de probabilitate corespunzătoare orbitalului $2p_z$

zero chiar pentru distanțe relativ mari de nucleu.

Pe suprafața limită a fost trecut semnul plus ceea ce înseamnă faptul că funcția de undă are pentru toate punctele o valoare pozitivă. Deoarece în două puncte simetrice față de origine, funcția de undă are aceeași valoare în modul și același semn rezultă că ea este *pară*.

În cazul orbitalului $2s$ apar două maxime ale probabilității de localizare de asemenea în dreptul primelor două raze ale lui Bohr. (fig. 3.46). Între aceste maxime se situează un minim în care probabilitatea se anulează. Din motive de claritate, sfera nodală corespunzătoare s-a reprezentat prin linie întreruptă. Forma norului de probabilitate arată că în acest caz, care corespunde situației clasice în care electronul s-ar deplasa pe ce-a de a doua orbită permisă a lui Bohr, electronul poate fi localizat cu maximum de probabilitate nu numai în dreptul acestei orbite dar și în dreptul primeia. Este adevărat însă că maximul probabilității din dreptul primei orbite este mai mic decît cel din dreptul celei de a doua. Aceleași considerații își păstrează valabilitatea și în cazul orbitalelor *s* corespunzători unei valori mai mari a numărului cuantic principal n.

Și în cazul orbitalelor cu valori superioare ale lui n funcția de undă își păstrează caracterul de a fi pară. Rezultă că *funcțiile de undă de tip s sînt pare.*

b. **Orbitali de tip p.** Indiferent de valoarea numărului cuantic principal n acești orbitali se caracterizează prin valoarea numărului cuantic orbital l egal cu unitatea. Deoarece $l=1$ rezultă că numărul cuantic magnetic m_l poate avea trei valori și anume $m_l = -1, 0$ și $+1$. Față de o direcție privilegiată acești orbitali se pot orienta în trei moduri diferite. Funcțiile de undă corespunzătoare își pierd prin urmare proprietățile de a prezenta o simetrie sferică.

Fig. 3.50. Suprafața limită corespunzătoare orbitalului $2p_x$

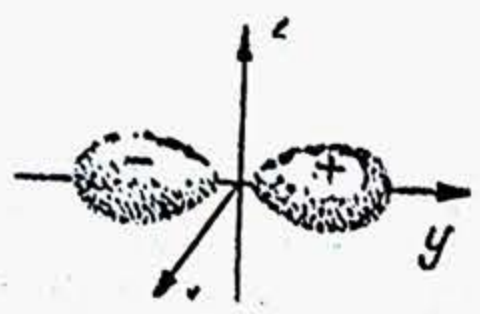


Fig. 3.51. Suprafața limită corespunzătoare orbitalului $2p_y$

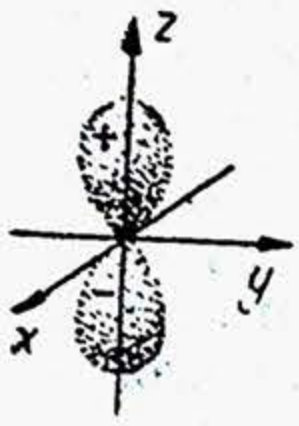


Fig. 3.52, Suprafața limită corespunzătoare orbitalului $2p_z$

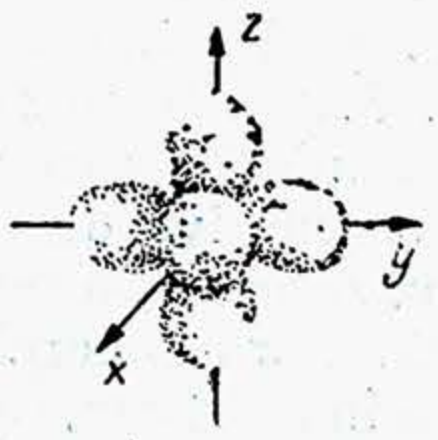


Fig. 3.53. Suprafețele limită corespunzătoare celor 3 orbitali de tip $2p$

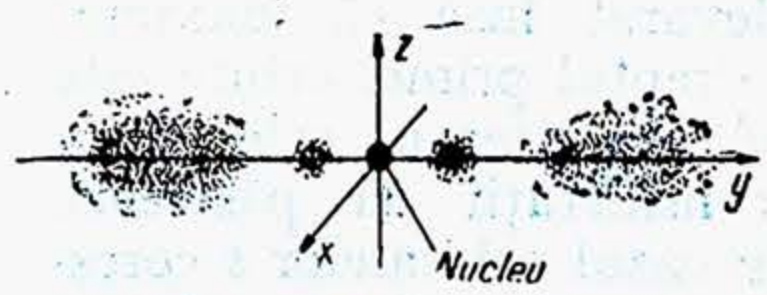


Fig. 3.54. Norul de probabilitate corespunzător orbitalului $3p_y$

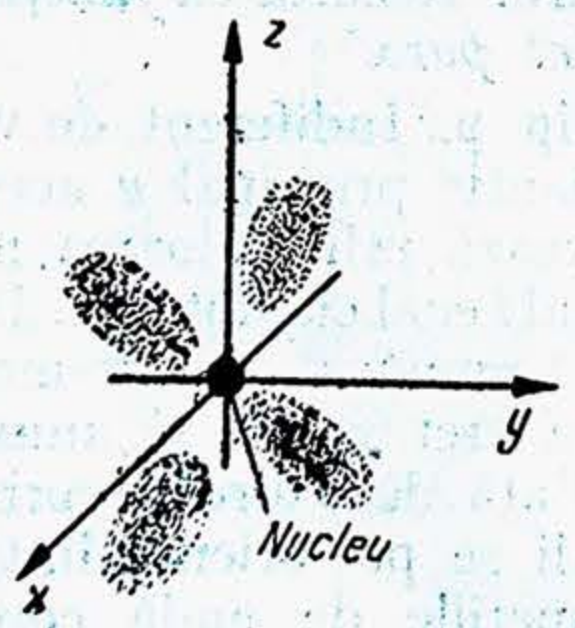


Fig. 3.55. Norul de probabilitate corespunzător orbitalului $3d_{xy}$

Cei trei orbitali corespunzători lui $m_l = -1$, 0, și $+1$ sînt identici cu excepția orientării lor în spațiu.

După cum vom vedea suprafețele limită ale orbitalilor de tip p au doi lobi. Pentru a se nota în mod cît mai complet orbitalul se obișnuiește să se adauge după litera p sub forma unui indice inferior direcția axei de-a lungul căreia sînt orientați cei doi lobi. Orbitalii notați cu p_x, p_y, p_z au deci lobii orientați de-alungul celor trei axe de coordonate Ox, Oy, respectiv Oz.

Deoarece valorile permise ale lui l sînt $l=0, 1, \ldots n-1$, rezultă că nu poate să existe orbitalul $1p$, singura valoare permisă a lui l fiind $l=0$, ceea ce corespunde unei stări de tip s. În consecință orbitalul $2p$ este cel mai simplu din această categorie.

Norii de probabilitate și suprafețele limită corespunzătoare celor trei orbitali $2p$ sînt reprezentați în fig. 3.47—3.52.

Din aceste figuri se observă că există două regiuni de maximă probabilitate situate de-alungul axei Ox,Oy și respectiv Oz. Cele două regiuni sînt separate printr-un nod situat în dreptul nucleului, în care probabilitatea este nulă. Funcția de undă și-a pierdut simetria sferică Ea prezintă însă o simetrie cilindrică în jurul axei Ox, Oy, respectiv. Oz Ansamblul celor trei orbitali avînd axele de simetrie perpendiculare prezintă însă simetrie sferică (fig. 3.53)

Este important de menționat că în cele două regiuni opuse cu probabilități maxime, funcția de undă are semne contrare. Din acest motiv în fig. 3.50—3.52 pe lobii suprafețelor limită au fost trecute semnele corespunzătoare ale funcției de undă. Deoarece în două puncte situate simetric față de origină funcția de undă are valori egale în modul însă de semne contrare rezultă că această este *impară*.

În cazul orbitalilor cu valori superiaore lui 2 ale numărului cuantic principal n apar pe lîngă cele două regiuni principale extreme

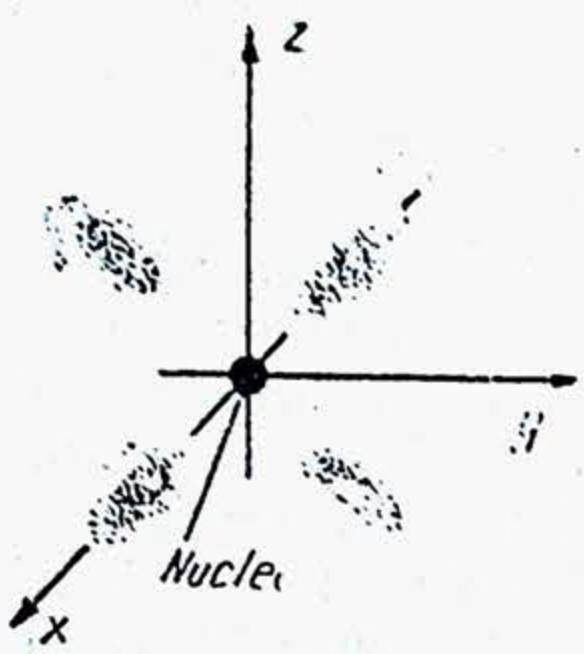


Fig. 3.56. Norul de probabilitate corespunzător orbitalului $3d_{yz}$

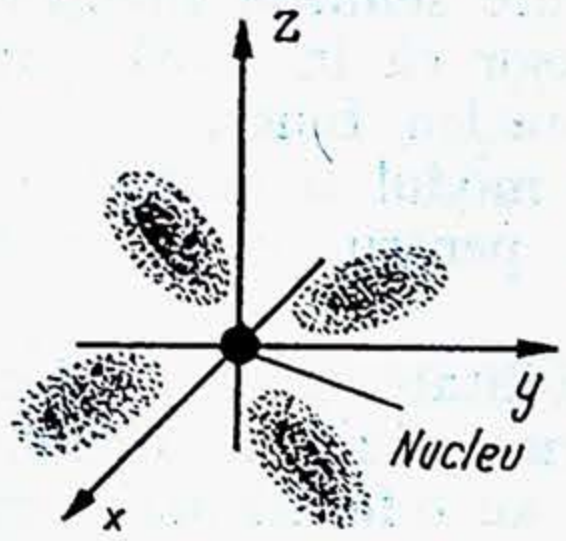


Fig. 3.57. Norul de prcbabilitate corespunzător orbitalului $3d_{zx}$

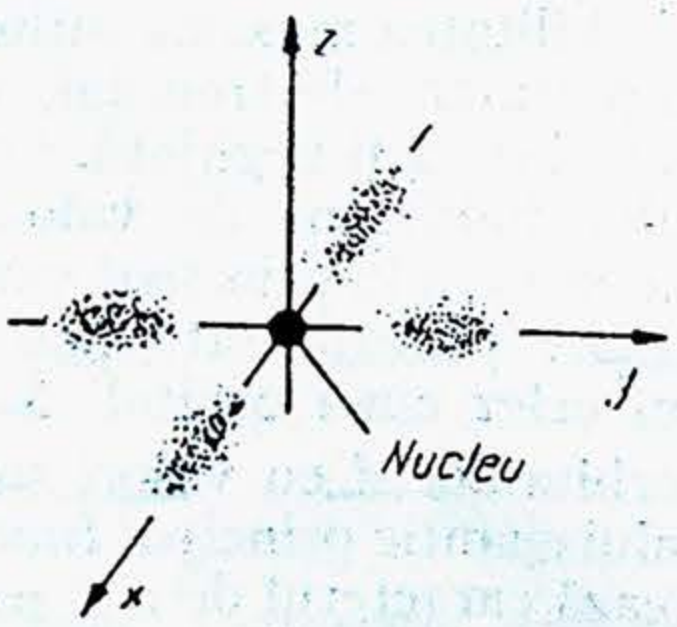


Fig. 3.58. Norul de probabilitate corespunzător orbitalului $3d_{x^2-y^2}$

cu probabilitatea cea mai mare și alte regiuni de asemenea cu probabilități relativ mari. Astfel în fig. 3. 54 a fost reprezentat norul de probabilitate pentru orbitalul $3p_y$. Se observă prezența a două mici regiuni situate între cele extreme în care probabilitatea de localizare a electronului prezintă un maxim care este mai mic decît cel corespunzător regiunilor exterme.

În cazul orbitalilor cu valori mai mari ale numărului cuantic principal n, numărul acestor regiuni suplimentare care prezintă maxime ale probalității crește în mod corespunzător. Prezența acestor regiuni influențează în general într-o mică măsură comportarea electronului Din această cauză în considerațiile calitative care urmează efectul lor va fi neglijat, comportarea electronului fiind determinată practic numai de regiunile extreme. Și în cazul orbitalilor de tip p cu valori superioare ale numărului cuantic principal funcția de undă este impară. Rezultă că *funcțiile de undă pentru* $l=1$ *sînt impare.*

c. **Orbitalii de tip d.** Orbitalii de tip d au numărul cuantic orbital l egal cu 2. Deoarece cea mai mare valoare posibilă a numărului cuantic l este egală cu n — 1, rezultă că numărul cuantic principal n trebuie să fie egal sau mai mare decît 3 În consecință cei mai simpli orbitali de tip d sînt cei pentru care $n=3$, adică orbitalii $3d$.

Pentru orbitalii de tip d, avînd în vedere că $l=2$, numărul cuantic magnetic m_l poate avea $2l+1=2.2+1=5$ valori și anume $m_l=-2, -1, 0, 1, 2$. Ca și în cazul orbitalilor de tip p, orbitalii de tip d nu nu prezintă deci simetria sferică.

Particularitățile orbitalilor de tip d pot fi puse în evidență prin studiul celor mai simpli, adică a orbitalilor $3d$.

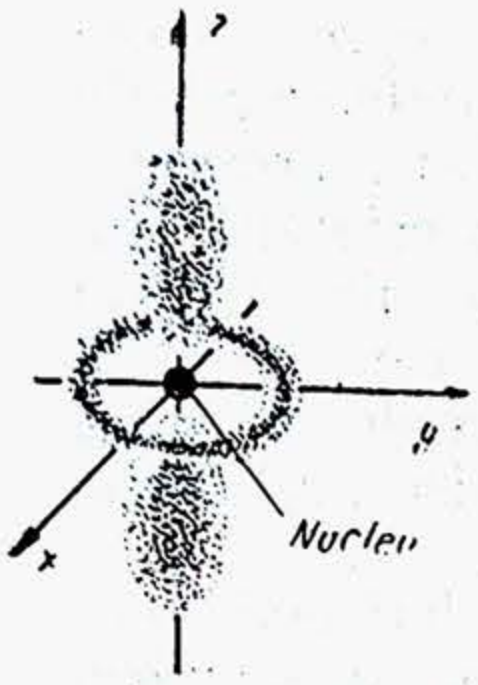


Fig. 3.59, Norul de probabilitate corespunzător orbitalului $3d_z^2$

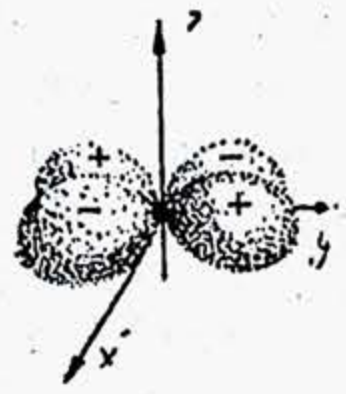


Fig. 3.60. Suprafaţa limită corespunzătoare orbitalului $3d_{xy}$

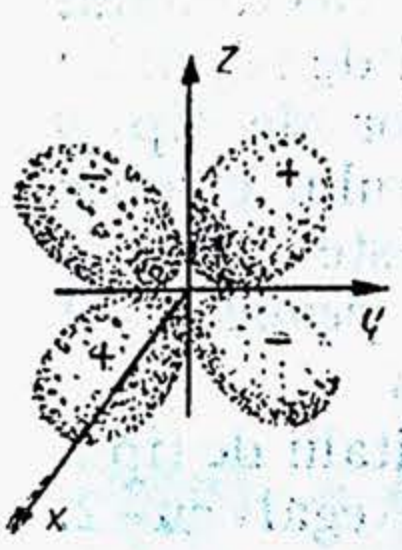


Fig. 3.61. Suprafaţa limită corespunzătoare orbitalului $3d_{yz}$

Fig. 3.62. Suprafaţa limită corespunzătoare orbitalului $3dz_x$

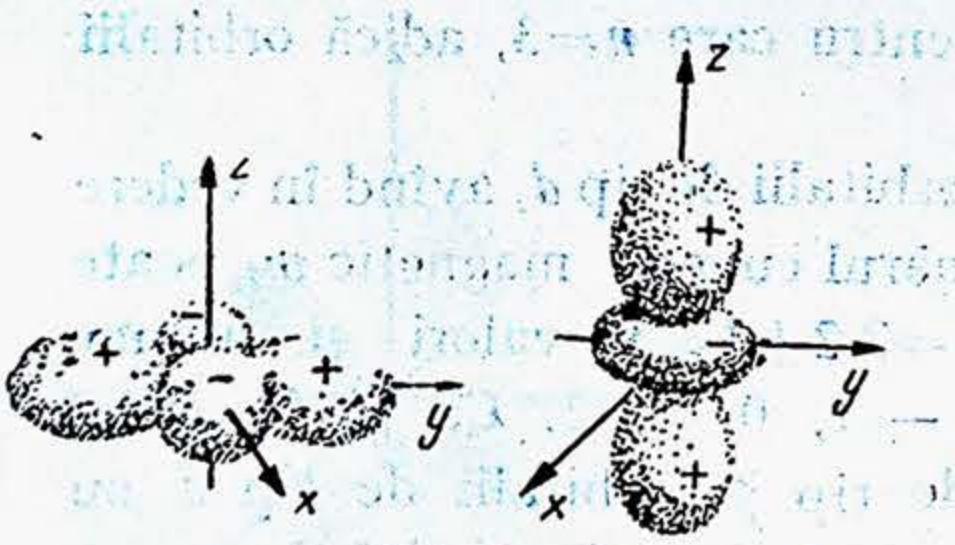


Fig. 3.63. Suprafaţa limită corespunzătoare orbitalului $3d_x^2—y^2$

Fig. 3.64. Suprafaţa limită corespunzătoare orbitalului $3d_z^2$

Procedînd în mod analog se obţin norii de probabilitate şi suprafeţele limită reprezentate în fig. 3.55—3.64.

Din aceste figuri se observă că trei orbitali, cei notaţi prin $3d_{xy}$, $3d_{yz}$ şi $3d_{zx}$ au fiecare cîte 4 lobi, ale căror axe se află în planele xOy, yOz şi zOx după cum indică şi indicii inferiori. Axele acestor lobi sînt orientate la 45° faţă de sistemul de coordonate din planul respectiv. Ceilalţi doi orbitali de tip $3d$, notaţi prin $3d_{x^2-y^2}$ şi $3d_z^2$ au o formă întrucîtva diferită. Orbitalul $3d_{x^2-y^2}$ are ca şi ceilalţi trei prezentaţi, patru lobi perpendiculari între ei, însă axele acestora sînt orientate de-alungul axelor Ox şi Oy iar orbitalul $3d_z^2$ are doi lobi orientaţi de-alungul axei Oz şi o regiune de forma unui inel care înconjoară nucleul în planul xOy.

Şi în acest caz pe lobii suprafaţei limită au fost trecute semnele funcţiei de undă. Se observă uşor că în două puncte simetrice faţă de nucleu funcţia de undă are valori egale în modul şi acelaşi semn. Funcţiile de undă pentru $n=3$ şi $l=2$ sînt *pare*.

Norii de probabilitate ai orbitalilor de tip d cu valori superioare lui 3 ale numărului cuantic principal n au o formă mai complicată, caracterizîndu-se prin prezenţa lîngă nucleu a unor regiuni cu probabilitate relativ ridicată.

De asemenea, prezenţa acestor regiuni interioare cu probabilitatea maximă influenţează puţin comportarea electronului, din care cauză prezenţa lor va fi neglijată. Comportarea orbitalilor indiferent de valoarea lui n este deci determinată în principal numai de regiunile de mare probabilitate puse în evidenţă în cazul celor cinci orbitali $3d$.

Şi în cazul orbitalilor d cu valori superioare ale numărului cuantic principal funcţia de undă îşi păstrează caracterul de a fi pară. Rezultă că *funcţiile de undă pentru* $l=2$ *sînt pare*.

Orbitalii de tip *f* au o structură şi mai complicată. Deoarece în cele ce urmează aceşti orbitali nu intervin, nu îi vom prezenta.

Aşa după cum s-a arătat energia electronului corespunzătoare unei anumite stări depinde numai de numărul cuantic principal şi în consecinţă este independentă de valorile celorlalte două numere cuantice l şi m_l. În general, *în cazul în care mai multe stări se* caracterizează *prin aceeaşi energie se afirmă că stările respective şi nivelele energetice corespunzătoare sînt degenerate.* Degenerarea poate prezenta mai multe aspecte.

Dacă energia nu depinde de numărul cuantic orbital l atunci se afirmă că există o degenerare orbitală. Această situaţie se întîlneşte în cazul atomului de hidrogen.

Degenerarea orbitală poate fi urmărită cu ajutorul fig. 3.65. Se observă că nivelele energetice corespunzătoare aceleiaşi valori a numărului cuantic principal n, însă la valori diferite ale numărului cuantic orbital l, se caracterizează prin aceeaşi energie.

Dacă energia nu depinde de numărul cuantic magnetic m_l atunci se afirmă că exisită o degenerare spaţială. Şi acest caz se întîlneşte în cazul atomului de hidrogen.

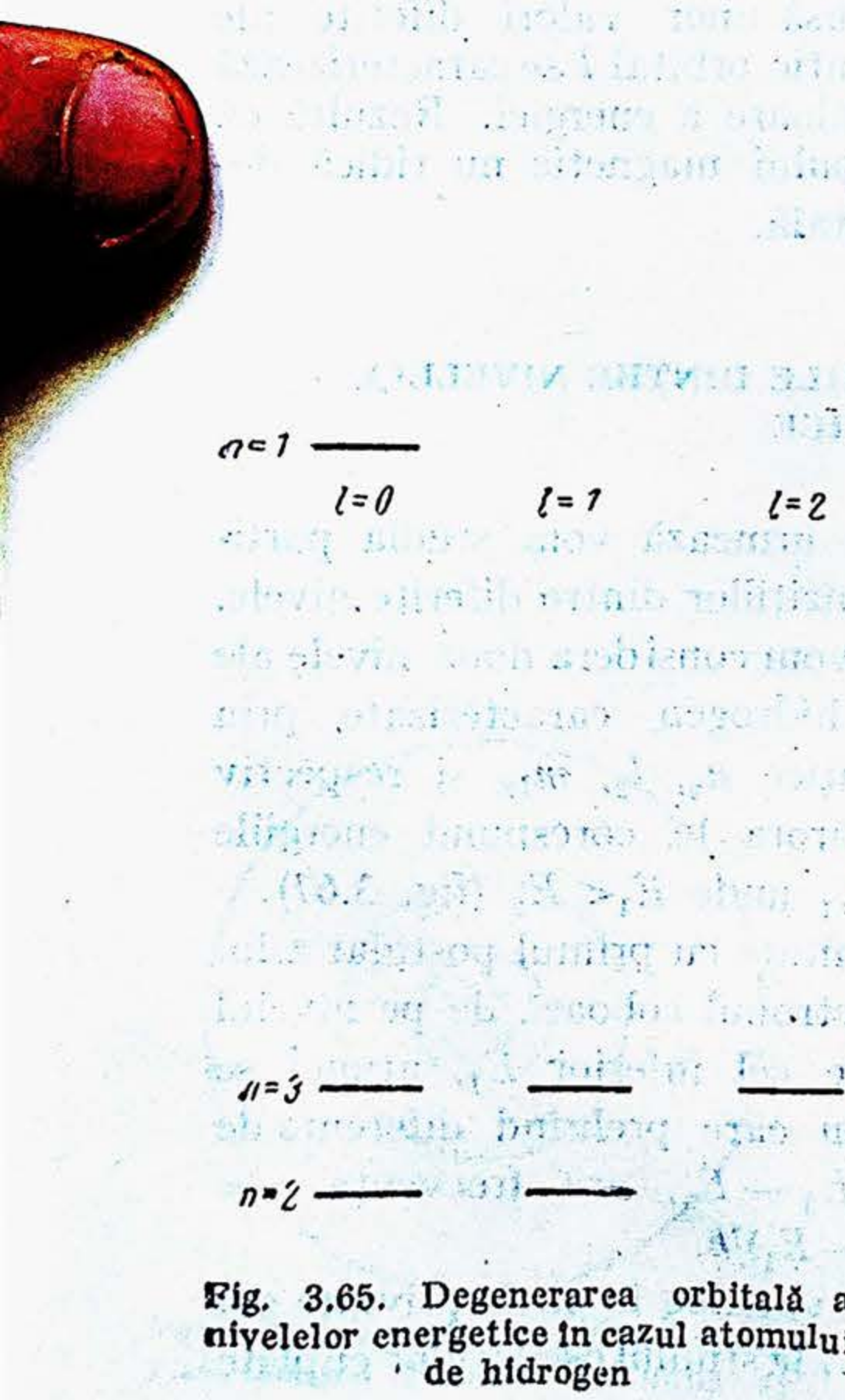


Fig. 3.65. Degenerarea orbitală a nivelelor energetice în cazul atomului de hidrogen

Degenerarea spaţială poate fi ridicată dacă se introduce atomul de hidrogen într-un cîmp magnetic. Într-adevăr aşa după cum s-a arătat dacă atomul de hidrogen este introdus într-un cîmp magnetic atunci energia de interacţiune dintre momentul său magnetic orbital şi cîmpul magnetic determină o creştere sau o scădere a energiei nivelului. Deoarece în cîmpul magnetic pot să apară numai $2l+1$ orientări permise rezultă că energia de interacţiune are un număr egal de valori permise. În consecinţă *un nivel energetic care în absenţa cîmpului*

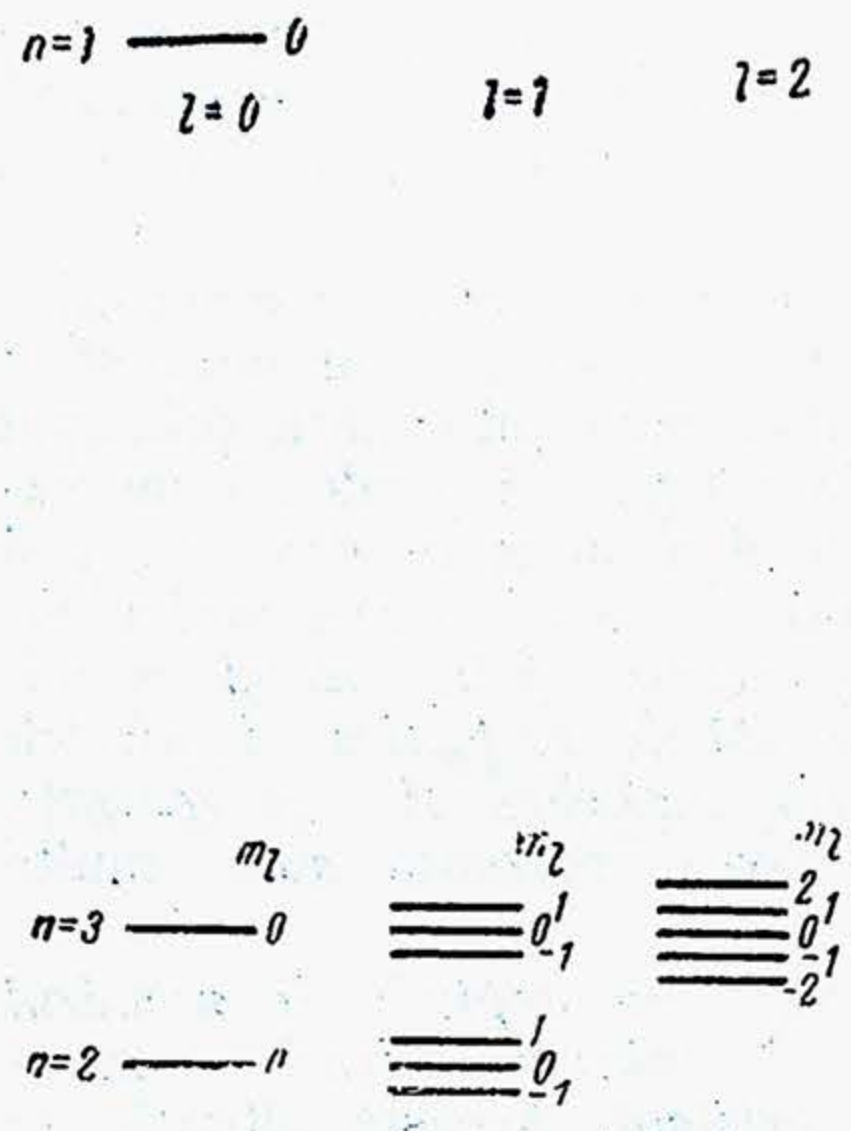


Fig. 3.66. Nivelele energetice ale atomului de hidrogen introdus într-un cîmp magnetic.

magnetic era degenerat spațial se despică în prezența acestuia în $2l+1$ *subnivele.* În această situație energia subnivelelor depinde de numărul cuantic magnetic m_l și ca atare degenerarea a fost ridicată. Despicarea nivelelor energetice ale atomului de hidrogen introdus într-un cîmp magnetic este reprezentată în fig. 3.66.

Se observă că nivelele cu $l=0$ au rămas nemodificate, cele cu $l=1$ s-au despicat în 3 nivele din care cel cu $m_l=0$ coincide cu nivelul inițial, cele cu $m_l=2$ s-au despicat în 5 nivele din care cel cu $m_l=0$ coincide de asemenea cu cel inițial etc. Chiar și în prezența cîmpului magnetic nivelele energetice corespunzătoare unor aceloraşi valori ale numărului cuantic principal n și respectiv magnetic m_l însă unor valori diferite ale numărului cuantic orbital l se caracterizează prin aceeași valoare a energiei. Rezultă că aplicarea cîmpului magnetic nu ridică degenerarea orbitală.

3.2.2. TRANZIȚIILE DINTRE NIVELELE ENERGETICE

În cele ce urmează vom studia particularitățile tranzițiilor dintre diferite nivele. În acest scop vom considera două nivele ale atomului de hidrogen caracterizate prin numerele cuantice n_2, l_2, m_{l2} și respectiv n_1, l_1, m_{l1}, cărora le corespund energiile E_2 respectiv E_1 unde $E_1<E_2$ (fig. 3.67).

În conformitate cu primul postulat a lui Bohr dacă electronul coboară de pe nivelul superior E_2 pe cel inferior E_1, atunci se emite un foton care preluînd diferența de energie $\Delta E=E_2-E_1$, are frecvența $\nu=\Delta E/h=(E_2-E_1)/h$.

Un fenomen analog în unele privințe am întîlnit în §1.1.7 la studiul oscilațiilor cuplate

Fig. 3.67. Două din nivelele energetice ale atomului de hidrogen

Într-adevăr, în acel paragraf s-a arătat că într-un sistem oscilant, în care două elemente constituiente cuplate între ele oscilează simultan, atunci în cazul modurilor de oscilație mai complexe apare un transfer de energie în ambele sensuri între cele două elemente, cu o frecvență egală cu diferența frecvențelor modurilor fundamentale. De asemenea s-a mai arătat că mișcarea oscilatorie a fiecărui element constitutiv în cadrul modurilor complexe de oscilație poate fi obținută dacă se combină în mod convenabil mișcările de oscilație ale aceloraşi elemente în cadrul modurilor fundamentale.

Dificultatea care apare în cazul utilizării acestei analogii constă în aceea că așa după cum rezultă din primul postulat al lui Bohr între fercvența radiației emise de atom și frecvența de rotație a electronului nu există nici o legătură. Putem însă să considerăm în mod formal că termenii E_2/h și E_1/h care prin scădere dau frecvența ν a radiației emise reprezintă frecvențele ν_2 respectiv ν_1 ale modurilor fundamentale, ceea ce înseamnă că energia oscilează cu frecvența $\nu_2 - \nu_1$ adică tocmai cu valoarea dată de primul postulat al lui Bohr.

Prin analogie rezultă că am putea să determinăm „funcția de undă" corespunzătoare procesului de tranziție dacă am combina în mod convenabil funcțiile de undă corespunzătoare celor două nivele. Funcțiile de undă corespunzătoare celor două nivele nu depind de timp. De aceea pentru a determina „funcția de undă" corespunzătoare tranziției trebuie să considerăm că aceasta trece de la situația în care este egală cu suma funcțiilor corespunzătoare celor două nivele la situația în care este egală cu diferența lor, într-un interval de timp egal cu o

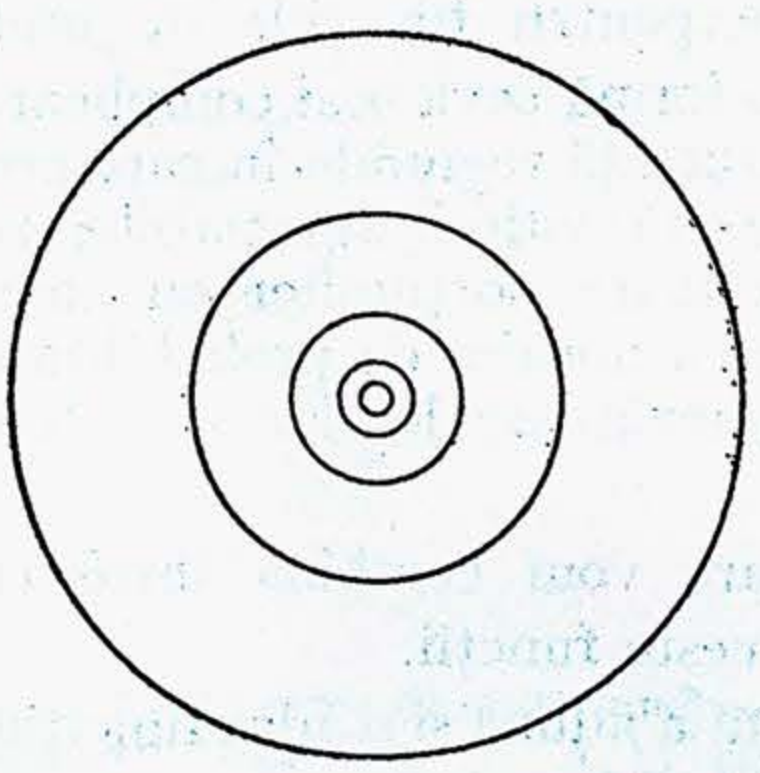


Fig. 3.68. Curbele de echiprobabilitate pentru funcția de undă 1s

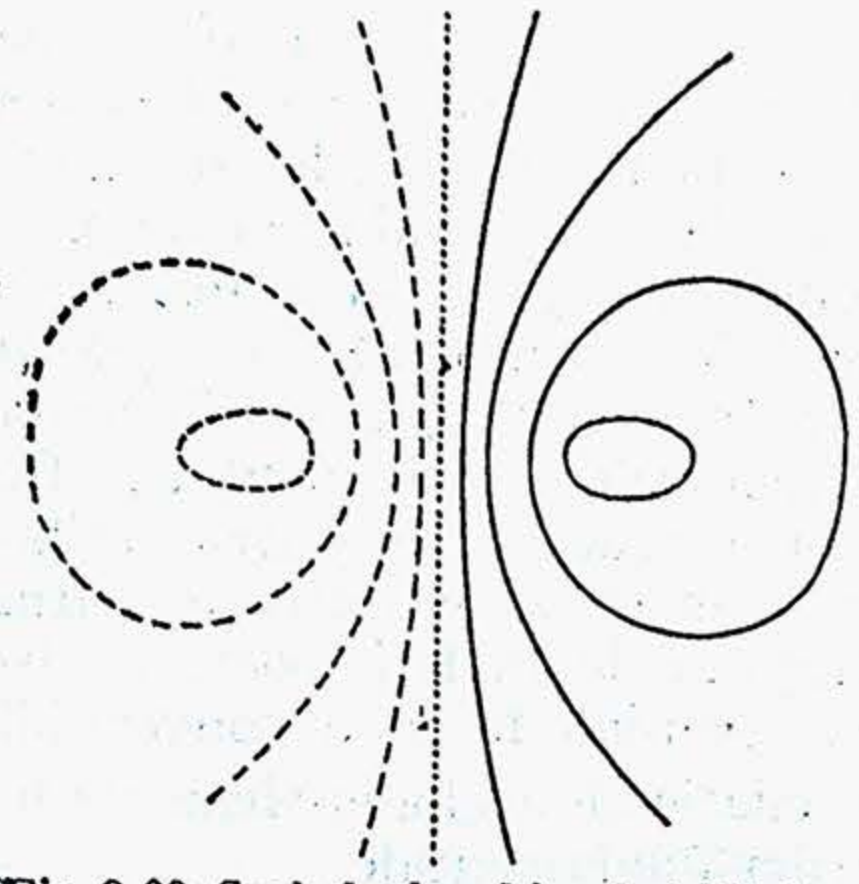


Fig. 3.69. Curbele de echiprobabilitate pentru funcţiile de undă $2p$

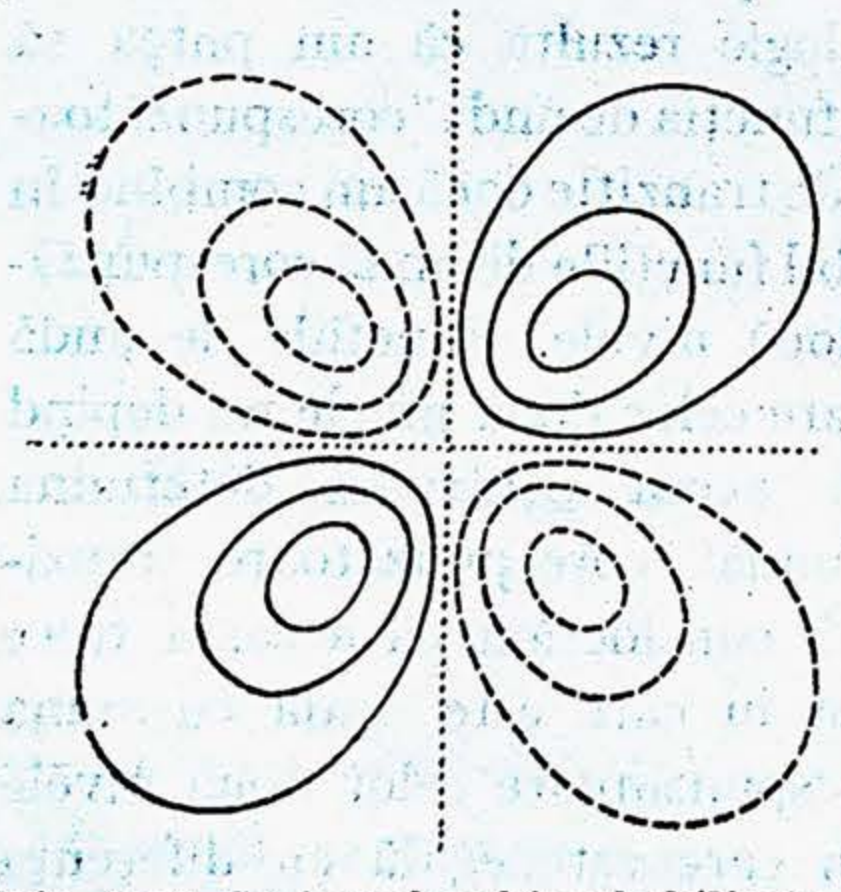


Fig. 3.70. Curbele de echiprobabilitate pentru funcţiile de undă $3d$

semiperioadă pentru ca apoi de asemenea tot într-o semiperioadă să revină în situaţia iniţială, fenomenele repetîndu-se apoi identic.

Menţionăm că aceste consi deraţii care evident nu rezistă unei analize mai aprofundate, sînt corecte, fiind verificate prin calcule riguroase.

În consecinţă, pentru a determina particularităţile radiaţiei emise de atomul de hidrogen este necesar să efectuăm adunarea respectiv scăderea funcţiilor de undă corespunzătoare diferitelor nivele. Această operaţie poate fi efectuată foarte uşor dacă pentru fiecare funcţie de undă se trasează *curbele de echiprobabilitate*, adică curbele în punctele cărora electronul poate fi localizat cu aceeaşi probabilitate. Curbele de echiprobabilitate din planul ecuatorial pentru funcţiile de undă $1s$, $2p$ şi $3d$ au fost trasate în fig. 3.68—3.70. Prin linie plină, respectiv întreruptă au fost desenate curbele în care funcţia de undă are valori pozitive, respectiv negative, iar prin linie punctată curbele în care funcţia se anulează.

Cum era de aşteptat, datorită simetriei sferice, curbele de echiprobabilitate pentru funcţia $1s$ sînt nişte cercuri. În aceea ce priveşte curbele pentru funcţiile de undă $2p$ şi $3d$ ele au o formă ceva mai complicată. Se observă cu uşurinţă regiunile în care probabilitatea prezintă valori apreciabile, regiuni corespunzătoare porţiunilor cu „densitate" mai mare a norului de probabilitate, respectiv corespunzătoare lobilor suprafeţei limită.

În continuare vom combina între ele cîte două din aceste funcţii.

Începem prin a aduna şi scădea funcţiile de undă $1s$ şi $2p$. Efectuînd aceste operaţii se determină funcţia de undă sumă respec-

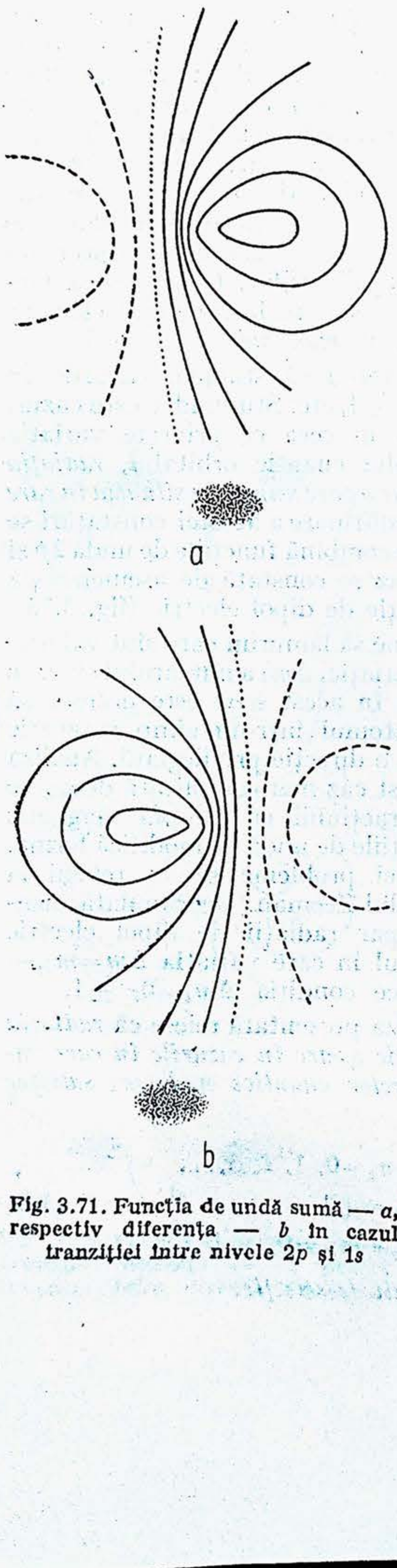


Fig. 3.71. Funcția de undă sumă — *a*, respectiv diferența — *b* în cazul tranziției între nivele 2*p* și 1*s*

tiv diferență din fig. 3.71. Din această figură se observă că în primul caz electronul poate fi localizat cu maximum de probabilitate în regiunea din dreapta nucleului iar în al doilea caz, în regiunea din stînga.

În primul caz atomul reprezintă un dipol în care electronul este localizat în regiunea din dreapta. În al doilea caz reprezintă de asemenea un dipol în care însă electronul este localizat în regiunea din stînga. Deoarece funcția de undă corespunzătoare tranziției variază periodic de la primul caz la cel de al doilea, rezultă că *atomul se comportă ca un dipol electric oscilant*. În acest caz apare o radiație de dipol electric. Funcțiile de undă pentru aceiași valoare a lui l, însă valori diferite ale lui n diferă relativ puțin între ele. De aici putem să deducem că într-o asemenea tranziție numărul cuantic principal poate avea orice variație Δn, adică $\Delta n = n_2 - n_1 = 1, 2, \ldots$ etc.

Este important de observat că ceea ce este hotărîtor în apariția acestei radiații de dipol electric este faptul că s-au combinat două funcții de undă una de tip *s* și alta de tip *p* cărora le corespunde o variație $\Delta l = l_2 - l_1$ a numărului cuantic orbital l egală cu unitatea, adică $\Delta l = \pm 1$.

Să urmărim în continuare ce se întîmplă dacă combinăm două funcții, una de tip *s* și alta de tip *d*, adică cazul în care $\Delta l = \pm 2$. Operațiile corespunzătoare au fost efectuate în fig. 3.72. Se observă că ambele situații electronul poate fi localizat cu maximul de probabilitate în două regiuni simetrice față de nucleu. Avînd în vedere că în timpul tranziției funcția de undă variază în mod periodic de la o situație la cealaltă, rezultă că *atomul se comportă ca un cuadrupol oscilant. În cazul în care* $\Delta l = \pm 2$ *apare o radiație de cuadrupol electric.*

În cazul în care $\Delta l = 0$ trebuie să se combine două funcții de undă de același

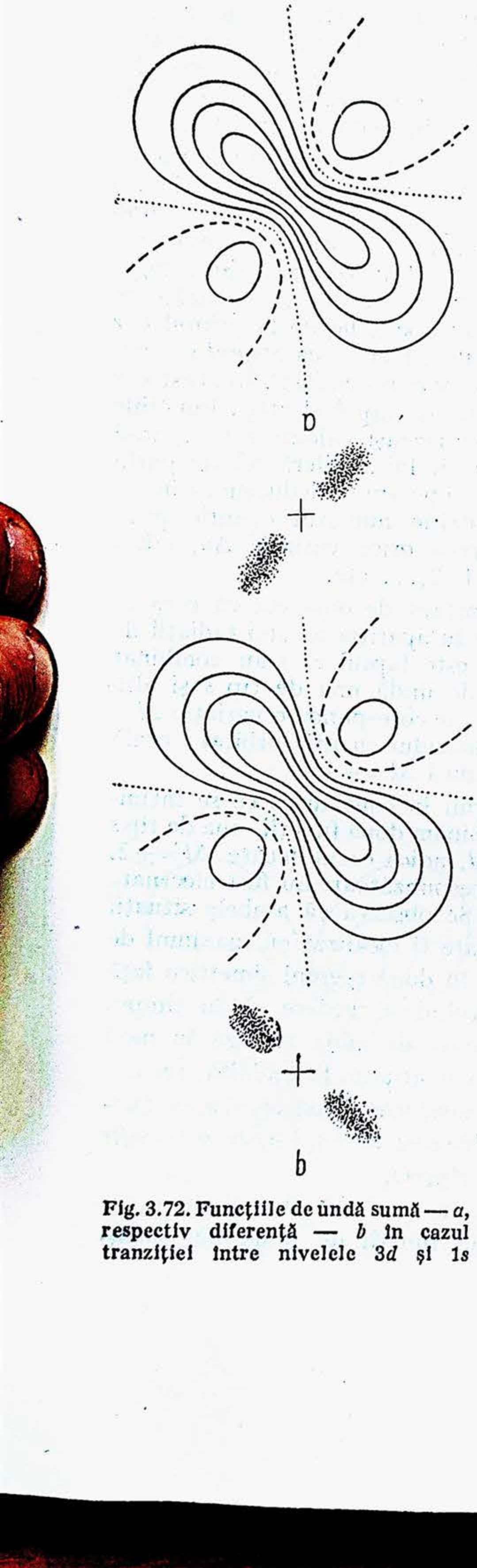


Fig. 3.72. Funcțiile de undă sumă — *a*, respectiv diferență — *b* în cazul tranziției între nivelele 3*d* și 1*s*

tip. Cel mai simplu este să combinăm două funcții de tip *s*, evident care corespund unor valori diferite ale numărului cuantic principal *n*. Deoarece cele două funcții prezintă simetrie sferică, rezultă că suma, respectiv diferența lor prezintă același tip de simetrie. Regiunea corespunzătoare maximului de probabilitate trebuind să aibe o simetrie sferică un poate să varieze decît dacă își modifică extinderea radială în mod egal de-a-lungul tuturor direcțiilor. O asemenea modificare nu dă naștere la un dipol electric, oscilant, ci la un *monopol*.

Ar mai trebui să studiem cazurile în care $\Delta l = \pm 3, \pm 4$, etc. Studiind aceste cazuri se deduce că în ceea ce privește variația Δl a numărului cuantic orbital l, *radiația de dipol electric apare numai în situația în care* $\Delta l = \pm 1$. O confirmare a acestei constatări se obține dacă se combină funcțiile de undă $2p$ și $3d$, în care caz se constată de asemenea că apare o radiație de dipol electric (fig. 3.73).

Mai rămîne să lămurim care sînt valorile posibile ale variației Δm_l a numărului cuantic magnetic m_l. În acest scop este necesar să introducem atomul într-un cîmp magnetic pentru a crea o direcție privilegiată. Analiza devine în acest caz mai complicată deoarece datorită interacțiunii cu cîmpul magnetic exterior, funcțiile de undă își modifică forma. Asupra acestei probleme se va reveni la stediul efectului Zeeman. Deocamdată menționăm că apar radiații de dipol electric numai în cazul în care variația $\Delta m = m_{l_2} - m_{l_2}$ satisface condiția $\Delta m_l = 0, \pm 1$.

Din analiza prezentată reiese că *radiația de dipol electric apare în cazurile în care variațiile numerelor cuantice* n, l, m_l *satisfac condițiile*

$$\Delta n = n_2 - n_1 = 0, 1, 2, 3, \ldots$$
$$\Delta l = l_2 - l_1 = \pm 1 \qquad (3.8)$$
$$\Delta m_l = m_{l_2} - m_{l_1} = 0, \pm 1$$

denumite reguli de selecție.

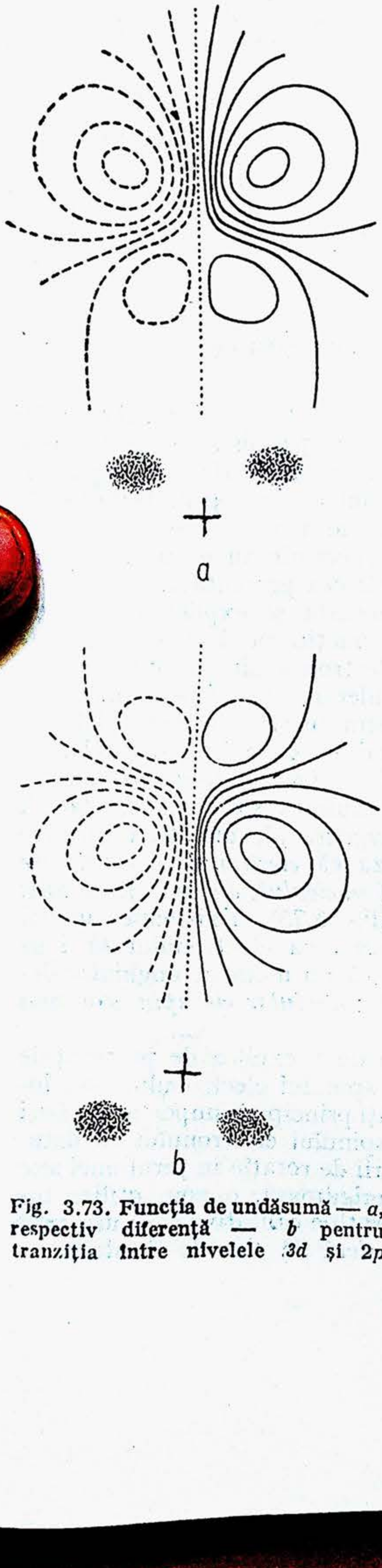


Fig. 3.73. **Funcţia de undăsumă — *a*, respectiv diferenţă — *b* pentru tranziţia între nivelele *3d* şi *2p***

În cazul în care tranziţiile nu satisfac aceste condiţii apar alte tipuri de radiaţii. De exemplu în cazul în care $\Delta l=2$ apare o radiaţie de cuadrupol electric.

Aşa după cum s-a arătat în § 2.15 puterea de radiaţie a unui atom în cazul radiaţiei de dipol electric este mult mai mare decît cea corespunzătoare radiaţiei de dipol magnetic sau cuadrupol electric. Rezultă că *probabilitatea tranziţiilor de dipol electric este mult mai mare decît cea a tranziţiilor de dipol magnetic sau cuadrupol electric.*

În consecinţă, *intensităţile liniilor spectrale corespunzătoare tranziţiilor de dipol electric sînt mult mai mari decît cele corespunzătoare tranziţiilor de dipol magnetic sau cuadrupol electric*. Putem să tragem concluzia că *în cazurile în care sînt prezente tranziţiile de dipol electric, celelalte tipuri de tranziţi sînt atît de slabe încît pot fi neglijate*. Din această cauză *tranziţile care nu satisfac regulile de selecţie menţionate se numesc interzise.*

Este important de menţionat că aceste tranziţii sînt interzise numai în cazurile în care sînt prezentate tranziţiile de dipol electric, care am putea să spunem că le „maschează" complet. Dacă într-o anumită situaţie, cum ar fi de exemplu în cazul fenomenelor de rezonanţă magnetică nucleară sau paramagnetică electronică, nu sînt prezente tranziţii de dipol electric, atunci o parte din tranziţiile interzise devin permise, deoarece dacă ne referim la exemplul prezentat, acestea corespund radiaţiei de dipol magnetic.

Regula de selecţie pentru numărul cuantic principal n arată că se pot combina între ele orice nivele indiferent de valoarea lui n.

Regula de selecţie pentru numărul cuantic orbital l arată că stările s se combină cu stările p, stările p se combină atît cu stările s cît şi cu stările d, stările d se combină atît cu stările p cît şi cu stările f, etc. Rezultă astfel următoarea schemă de combinaţie:

$$\begin{matrix} s \\ s \end{matrix} \times \begin{matrix} p \\ p \end{matrix} \times \begin{matrix} d \\ d \end{matrix} \times \begin{matrix} f \\ f \end{matrix}$$

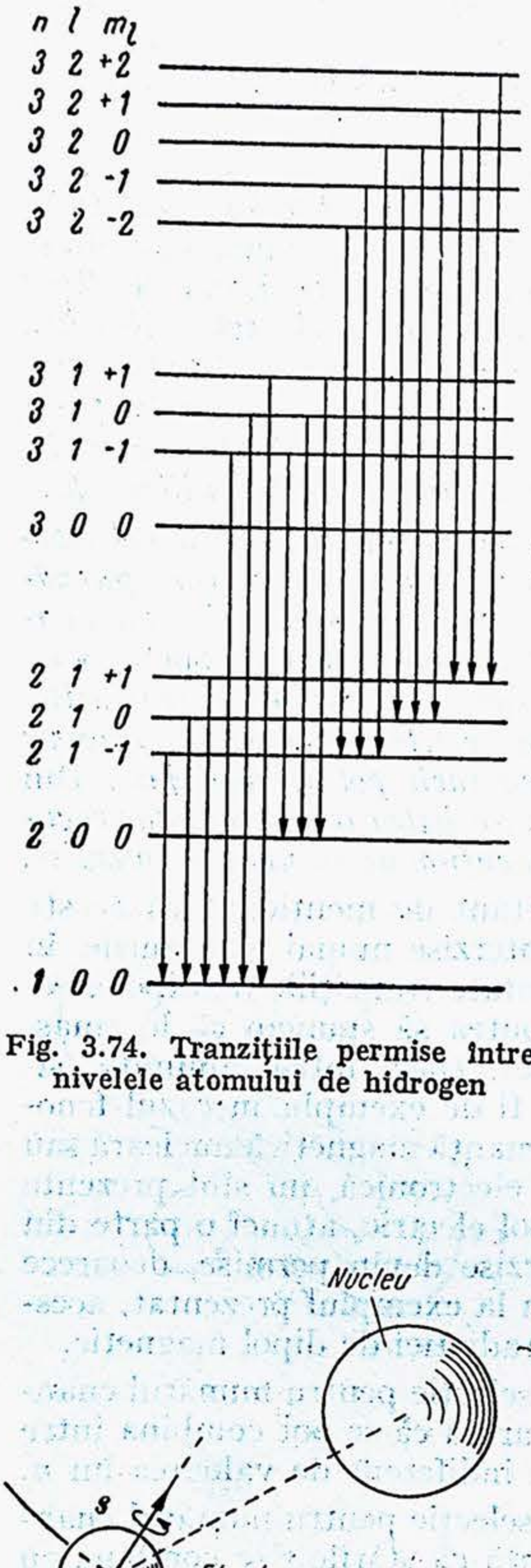


Fig. 3.74. Tranziţiile permise între nivelele atomului de hidrogen

Regula de selecţie pentru numărul cuantic magnetic m_l arată că din schema de mai sus se pot combina numai stările pentru care $\Delta m_l = 0, \pm 1$

Tranziţiile permise între nivelele atomului de hidrogen sînt reprezentate în fig .3.74. Pentru claritate, nivelele energetice au fost desenate prin linii separate cu toate că unele dintre ele corespund unor aceloraşi valori ale energiei.

3.2.3. SPINUL ELECTRONULUI

Calculele efectuate cu ajutorul ecuaţiei lui Schrödinger au permis să se determine frecvenţele liniilor spectrale care apar în spectrul atomului de hidrogen. Determinările experimentale mai precise au arătat însă că liniile spectrale au o structură mai complicată decît cea prezentată.

Desigur, aceasta se explică prin aceea că pe lîngă interacţiunea electrostatică dintre nucleu şi electron — singura interacţiune luată în considerare de către ecuaţia lui Schrödinger prin intermediul energiei potenţiale, ar mai putea exista şi altele.

În 1925 *Uhlenbeck şi Goudsmit* pentru a explica aşa numita *structură de dublete a nivelelor energetice* ale metalelor alcaline au emis ipoteza că *electronul se roteşte nu numai în jurul nucleului, dar şi în jurul unei axe proprii.* (fig. 3.75). Existenţa acestei mişcări determină ca electronului să i se mai asocieze încă un moment unghiular denumit *moment unghiular de spin* sau mai simplu *spin*.

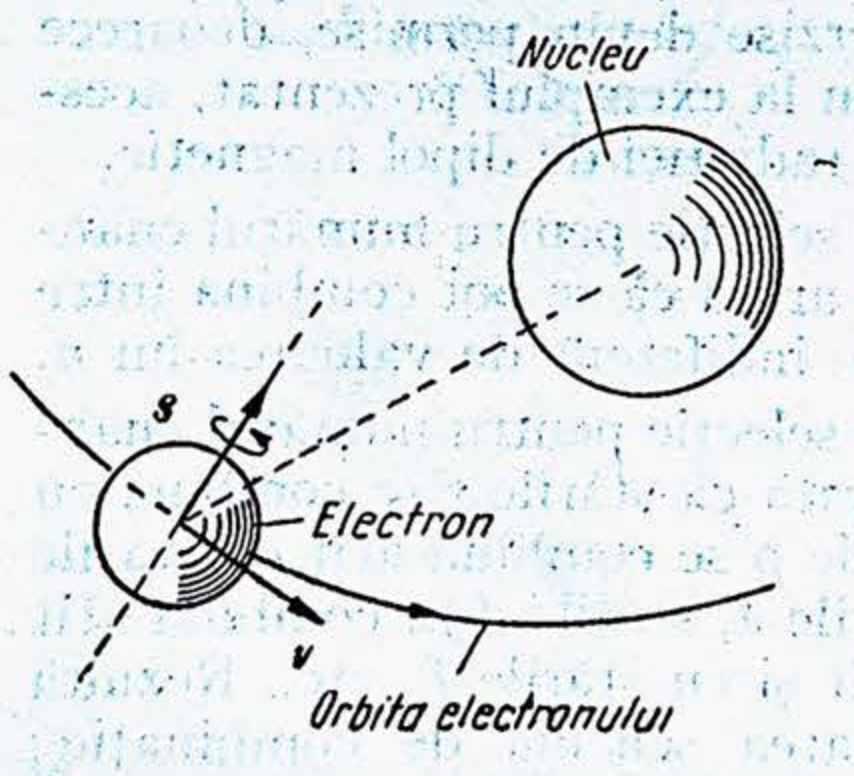


Fig. 3.75. Imaginea clasică a spinului electronului

Încercările de a explica de pe poziţiile clasice natura spinului electronului s-au lovit de dificultăţi principiale importante. Deşi interpretarea spinului electronului ca datorîndu-se mişcării de rotaţie în jurul unei axe proprii este neriguroasă, o vom utiliza totuşi în consideraţiile calitative care urmează deoarece le conferă un plus de claritate.

Electronul fiind o particulă cu sarcină electrică rezultă că datorită mişcării de rotaţie în jurul propriei sale axe, el se comportă ca un mic magnet permanent (vezi figura 3.75). Intradevăr indiferent de modul cum este repartizată sarcina electrică (cu excepţia cazului în care toată sarcina ar fi concentrată în centrul electronului) mişcarea de rotaţie a electronului — în jurul unei axe proprii este echivalentă cu circulaţia unui curent electric.

Spinului electronului i se asociază deci un moment magnetic μ_s denumit *moment magnetic de spin* (fig. 3.76).

Desigur, ne-am aşteptat ca între cele două momente să existe o relaţie analogă cu cea din cazul momentelor orbitale. Deşi calculele efectuate cu ajutorul fizicii clasice confirmă această concluzie, rezultatul obţinut cu ajutorul mecanicii cuantice este $\mu_s = -2\beta s$ ceea ce înseamnă că *momentul magnetic de spin este de două ori mai eficace în creiarea cîmpului magnetic decît cel orbital*. Cauzele acestei eficacităţi mărite a spinului nu au o interpretare clasică. S-ar putea obţine un rezultat identic cu cel dat de mecanica cuantică dacă se postulează că masa şi sarcina electrică au distribuţii spaţiale diferite în interiorul nucleului, însă aceasta nu conduce la nici un rezultat care ar putea fi fructificat ulterior.

Ca orice moment unghiular şi spinul electronului trebuie să se supună regulilor de cuantificare. Prin analogie cu momentul unghiular orbital ne-am aşteptat prin urmare ca spinul electronului să i se asocieze două numere cuantice: numărul cuantic s care îi determină valorile permise ale modulului prin relaţia $\hbar\sqrt{s\,(s-1)}$ şi numărul cuantic m_s care poate avea valorile $m_s = -s, -(s-1), \ldots, -1, 0, 1, \ldots, s-1, s$ care îi determină orientările permise faţă de o direcţie privilegiată Oz, astfel încît proiecţia sa de-alungul acesteia să fie egală cu $m_s \cdot \hbar$.

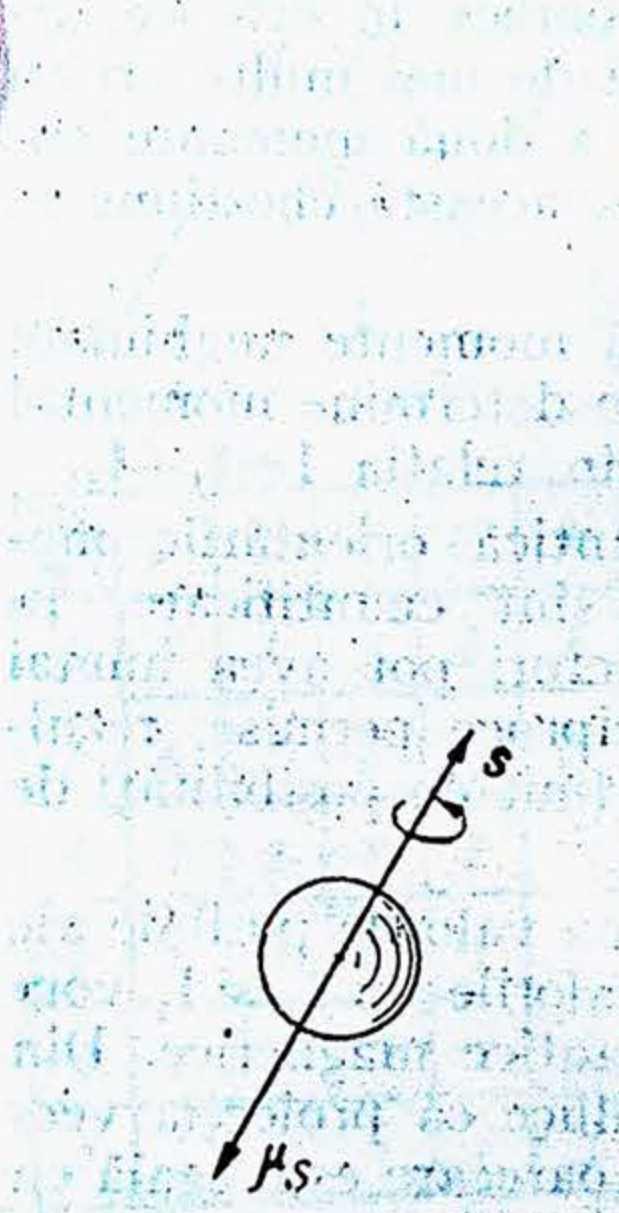


Fig. 3.76. Momentul unghiular de spin s şi momentul magnetic de spin μ_s al unui electron

Datele experimentale și considerațiile teoretice au confirmat aceste presupuneri însă au limitat mărimea numărului cuantic s denumit de spin la o singură valoare $s=1/2$. În consecință momentul unghiular de spin are modulul egal cu $\hbar\sqrt{3/2}$. Față de o direcție privilegiată spinul poate avea numai două orientări, caracterizate prin: $m_s=-1/2$ și $m_s=+1/2$ (fig. 3.77). În primul caz se afirmă că spinul este orientat paralel cu direcția privilegiată, iar în al doilea caz antiparalel. Deși în realitate în ambele cazuri direcția momentului unghiular de spin nu este paralelă cu direcția privilegiată, această exprimare se folosește pentru simplificarea limbajului.

Electronului din atomul de hidrogen i s-au asociat deci două momente unghiulare: cel orbital **l** și cel de spin **s**. Aceste două momente pot fi adunate rezultînd astfel *momentul unghiular total* **j** definit prin relația $\mathbf{j}=\mathbf{l}+\mathbf{s}$. În mecanica cuantică această relație are o interpretare diferită de cea din mecanica clasică. Deoarece în cele ce urmează ne vom întîlni de mai multe ori cu problema compunerii a două momente unghiulare vom prezenta această chestiune în cazul general.

Se dau deci două momente unghiulare $\mathbf{l}_1$ și $\mathbf{l}_2$ și se cere să se determine momentul rezultant **l** definit prin relația $\mathbf{l}=\mathbf{l}_1+\mathbf{l}_2$.

În mecanica cuantică orientările momentelor unghiulare sînt cuantificăte. În consecință cei doi vectori pot avea numai anumite orientări reciproce permise, rezultînd astfel un număr finit de posibilități de adunare vectorială.

Pentru a determina valorile posibile ale lui **l** cînd se cunosc valorile lui $\mathbf{l}_1$ și $\mathbf{l}_2$ vom apela la numerele cuantice magnetice. Din relația $\mathbf{l}=\mathbf{l}_1+\mathbf{l}_2$ se deduce că proiecția vectorului **l** pe o direcție oarecare este egală cu suma algebrică a proiecțiilor vectorilor $\mathbf{l}_1$ și $\mathbf{l}_2$ pe aceeași direcție, ceea ce înseamnă că $m_l=m_{l_1}+m_{l_2}$. În consecință pentru a deter-

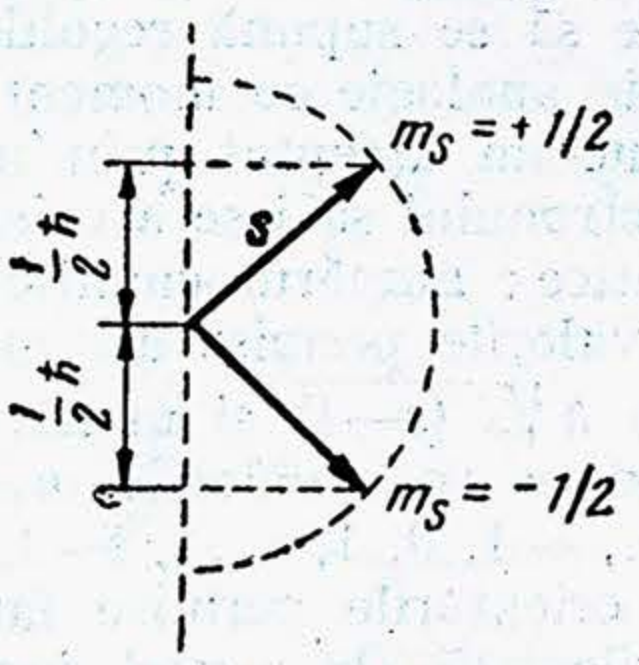


Fig. 3.77. Orientările permise ale spinului electronului față de o direcție privilegiată

mină toate valorile numărului cuantic m_l care caracterizează orientările vectorului l rezultant trebuie să se facă toate combinațiile posibile între numerele cuantice m_{l_1} și m_{l_2} corespunzătoare vectorilor componenți l_1 și l_2. Cunoscînd valorile lui m_l se pot determina valorile permise ale numărului cuantic l ce caracterizează vectorul l.

Pentru ca această analiză să poată fi urmărită mai ușor, operațiile menționate au fost clasificate în tabelul din fig. 3.78, care corespunde cazului adunării a doi vectori l_1 și l_1 caracterizați prin numerele cuantice $l_1=3$ și $l_2=2$. În acest caz numerele cuantice magnetice pot avea următoarele valori $m_{l_1}=3, 2, 1, 0, -1, -2, -3$ și $m_{l_2}=2, 1, 0, -1$ și -2. Rezultatul adunării numerelor cuantice magnetice sînt trecute în căsuțele corespunzătoare celor două valori.

Se observă ușor că ansamblul de valori ale lui m_l cuprins în intervalul regiunilor delimitate cu linie groasă corespunde valorilor numărului cuantic l egale cu 1, 2, 3, 4, 5.

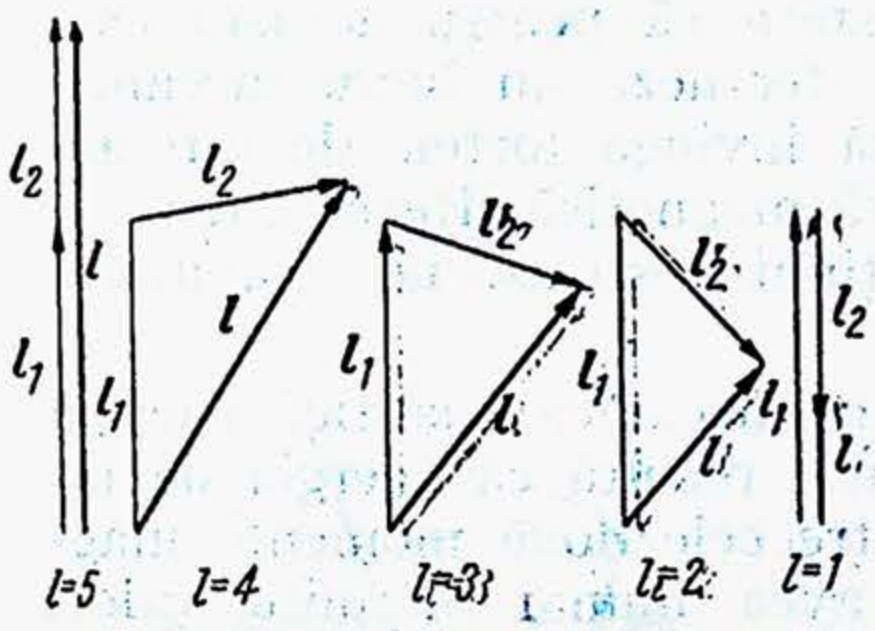
Lăsăm pe seama cititorului să demonstreze că valorile permise ale numărului cuantic l sînt :

$$l=l_1+l_2,\ l_1+l_2-1,\ \ldots,\ l_1-l_2,$$

rezultînd $2\,l_2+1$ valori cuprinse între l_1+l_2 și l_1-l_2 în cazul în care $l_1 \geqslant l_2$, respectiv $2\,l_1+1$ valori cuprinse între l_1+l_2 și l_2-l_1, în cazul contrar în care $l_2 \geqslant l_1$.

Revenind la cazul atomului de hidrogen, rezultă că momentul unghiular total j pentru un anumit moment orbital l are două valori, corespunzătoare orientării paralele respectiv antiparalele a spinului s față de l, deoarece numărul cuantic de spin are o singură valoare s=1/2.

Numărul cuantic j asociat momentului unghiular total j se numește *număr cuantic intern*. Valorile numărului cuantic intern j sînt deci $j=l+1/2$ și $j=l-1/2$ în cazul în care $l \neq 0$ și respectiv $j=s=1/2$ dacă $l=0$ (fig. 3.79 și 3.80).



m_{l_1} / m_{l_2}	3	2	1	0	-1	-2	-3
2	5	4	3	2	1	0	-1
1	4	3	2	1	0	-1	-2
0	3	2	1	0	-1	-2	-3
-1	2	1	0	-1	-2	-3	-4
-2	1	0	-1	-2	-3	-4	-5
l	1			2	3	4	5

Fig. 3.78. Compunerea a două momente unghiulare în mecanica cuantică

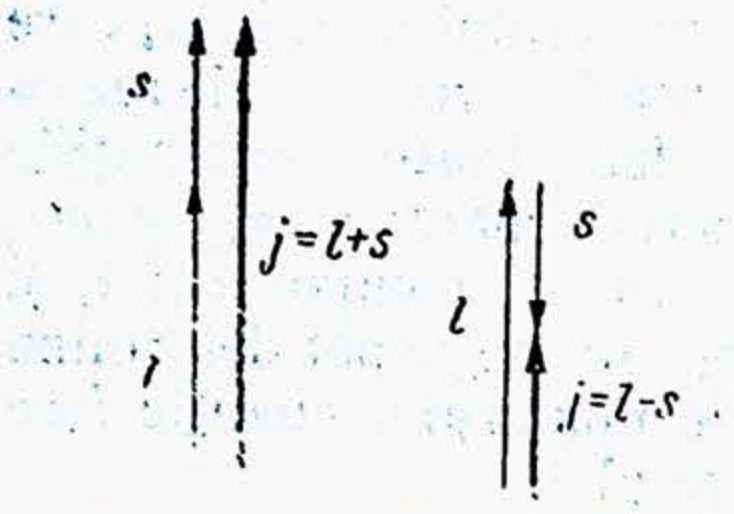


Fig. 3.79. Momentul unghiular j al electronului în cazul în care $l \neq 0$

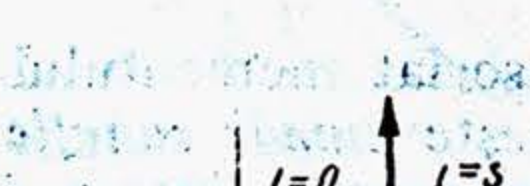


Fig. 3.80. Momentul unghiular j al electronului în cazul în care $l=0$

Existența momentului unghiular de spin căruia îi este asociat momentul magnetic de spin determină apariția unei noi interacțiuni, cea dintre cîmpurile magnetice create de mișcarea orbitală și de spin a electronului, denumită *interacțiunea spin-orbită*.

Esența interacțiunii spin-orbită poate fi înțeleasă în mod intuitiv dacă se simulează cele două momente magnetice prin doi magneți. Dacă se așează unul lîngă altul doi mici magneți permanenți, care au posibilitatea să se rotească în jurul unei axe care trece prin centrul lor, atunci datorită cuplului determinat de forțele de respingere dintre polii cu același nume, respectiv de forțele de atracție între polii cu nume contrarii se constată că ei se așează antiparalel adică cu momentele paralele însă orientate în sensuri opuse. Dacă se încearcă să se rotească unul din magneți din această poziție atunci se constată că pentru aceasta este necesar să se efectueze un lucru mecanic, care trebuie să învingă forțele de interacțiune de natură magnetică. Rezultă deci că acestei interacțiuni îi este asociată o anumită energie.

Deoarece în mecanica cuantică energia este cuantificată, rezultă că energia de interacțiune dintre cele două momente magnetice poate avea numai anumite valori permise. Cuantificarea energiei este determinată de faptul că cele două momente pot avea numai anumite orientări.

După cum momentul unghiular **l** și **s** li se asociază cîte un moment magnetic, tot așa și momentul unghiular total **j** îi corespunde momentul magnetic μ_j. Momentul magnetic μ_j. nu este egal cu suma vectorială a momentelor magnetice dipolare μ_l și μ_s. (fig. 3.81).

Într-adevăr, datorită interacțiunii prezentate, momentele unghiulare **l** și **s** precesionează în jurul direcției vectorului rezultant **j**. Momentele magnetice corespunzătoare vectorilor **l** și **s** sînt coliniare cu acestea și

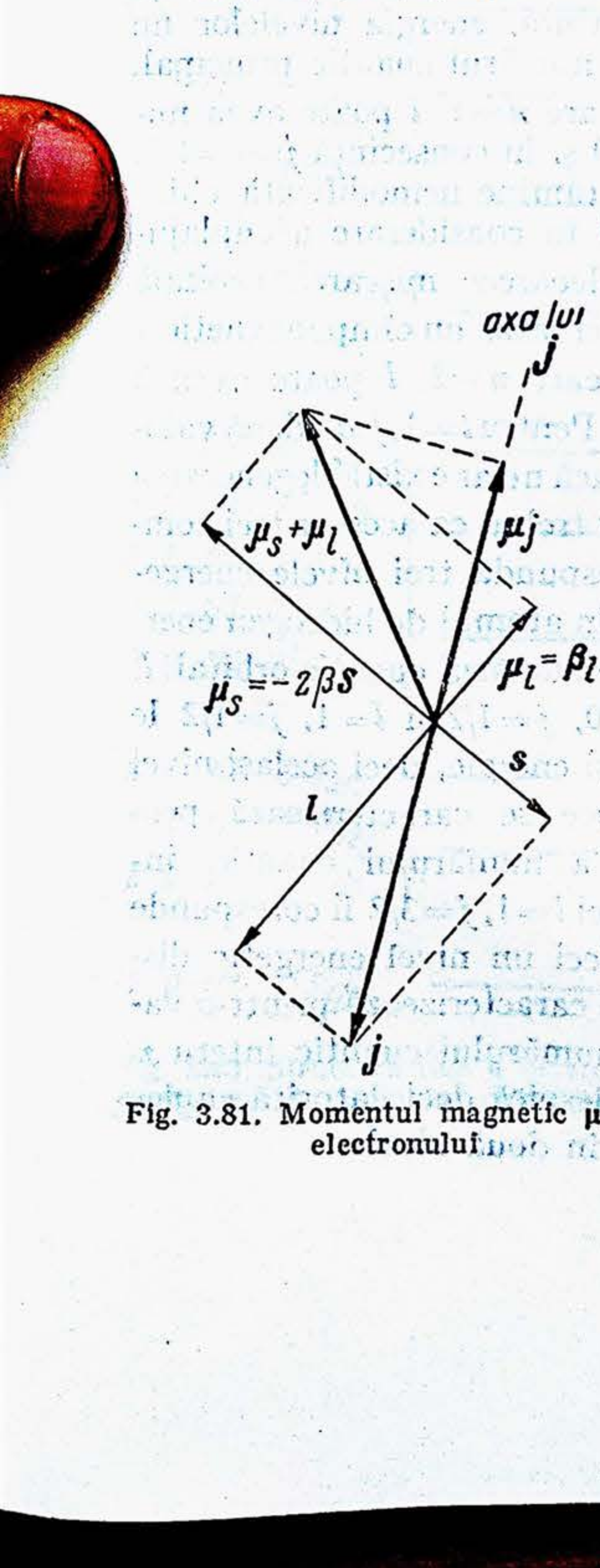


Fig. 3.81. Momentul magnetic μ_j al electronului.

îndreptate în sensuri opuse. Deoarece relațiile dintre acești vectori sînt diferite μ_l fiind egal cu $-\beta.1$ iar μ_s cu $-2\ \beta$ **s** rezultă că vectorul sumă $\mu_l+\mu_s$ nu va fi orientat în prelungirea vectorului **j**. Axa de precesie este însă cea determinată de vectorul **j**. În consecință vectorul sumă $\mu_l+\mu_s$ va precesiona și el în jurul direcției lui **j**. Aceste vector poate fi descompus în două componente, una paralelă și cealaltă perpendiculară pe direcția lui **j**. Datorită mișcării de precesie, componenta perpendiculară pe direcția lui **j** are valoarea medie nulă. În consecință, componenta vectorului sumă μ_l+ $+\mu_s$ după direcția momentului unghiular total **j** reprezintă momentul magnetic total μ_j al electronului.

Existența energiei de interacțiune spin-orbită determină ca un nivel energetic caracterizat prin anumite valori ale numerelor cuantice n și l și care în absența cuplajului spin-orbită era caracterizat printr-o singură valoare a energiei, să fie format în realitate din două nivele, unul care corespunde orientării paralele, celălalt antiparalele a spinului față de momentul unghiular orbital.

Pentru început vom neglija degenerarea orbitală și vom studia influența cuplajului spin-orbită asupra energiilor a patru nivele caracterizate prin numerele cuantice $l=$ $=0, 1, 2, 3$. Pentru nivelul cu numărul cuantic $l=0$ spinul poate avea orice orientare posibilă deoarece mișcarea orbitală a electronului nu crează un cîmp magnetic. Din această cauză nivelul $l=0$ rămîne nedespicat. În cazul celorlalte nivele, cu $l=1, 2, 3$, spinul poate avea două orientări din care cauză fiecare se despică în cîte două nivele caracterizate prin valori diferite ale numărului cuantic intern j. Astfel pentru nivelul $l=1$ rezultă $j=1/2$ și $3/2$ pentru $l=2$; $j=3/2$ și $5/2$, iar pentru $l=3$, $j=5/2$ și $7/2$. Deoarece

doi magneți permanenți lăsați liberi se așează antiparaleli, aceasta fiind poziția de energie minimă, rezultă că nivelele corespunzătoare orientării antiparalele a spinului sînt caracterizate prin energii mai mici, ceea ce înseamnă că ele ocupă o poziție inferioară în diagrama nivelelor energetice (fig. 3.82).

Despicarea fiecărui nivel energetic în două cu excepția celui caracterizat prin $l=0$ se numește *despicare de dubleți. Despicarea de dubleți determină așa numita structură fină a nivelelor energetice.*

După analiza acestui caz teoretic care se întîlnește sub forma prezentată la metalele alcaline să revenim la atomul de hidrogen. Așa după cum s-a arătat, în absența cuplajului spin-orbită, energia nivelelor nu depinde decît de numărul cuantic principal.

În cazul în care $n=1$, l poate avea numai valoarea $l=0$ și în consecință $j=s=1/2$. Enegia nivelului rămîne nemodificată chiar și în cazul luării în considerare a cuplajului spin-orbită, deoarece mișcarea orbitală a electronului nu creează un cîmp magnetic.

În cazul în care $n=2$, l poate avea 2 valori $l=0$ și $l=1$. Pentru $l=1$, j are două valori $j=1/2$ și 3/2. Dacă nu ar exista degenerarea orbitală atunci ar trebui ca acestor trei combinații să le corespundă trei nivele energetice. În realitate în atomul de hidrogen energia nu depinde de numărul cuantic orbital. l. Combinațiilor $l=0$, $j=1/2$ și $l=1$, $j=1/2$ le corespunde aceiași energie, deci același nivel energetic. deoarece se caracterizează prin aceiasi valoare a numărului cuantic intern j. Combinației $l=1$, $j=3/2$ îi corespunde o altă energie, deci un nivel energetic distinct, deoarece se caracterizează printr-o valoare diferită a numărului cuantic intern j. Nivelul $n=2$ se despică deci datorită cuplajului spin-orbită în două nivele.

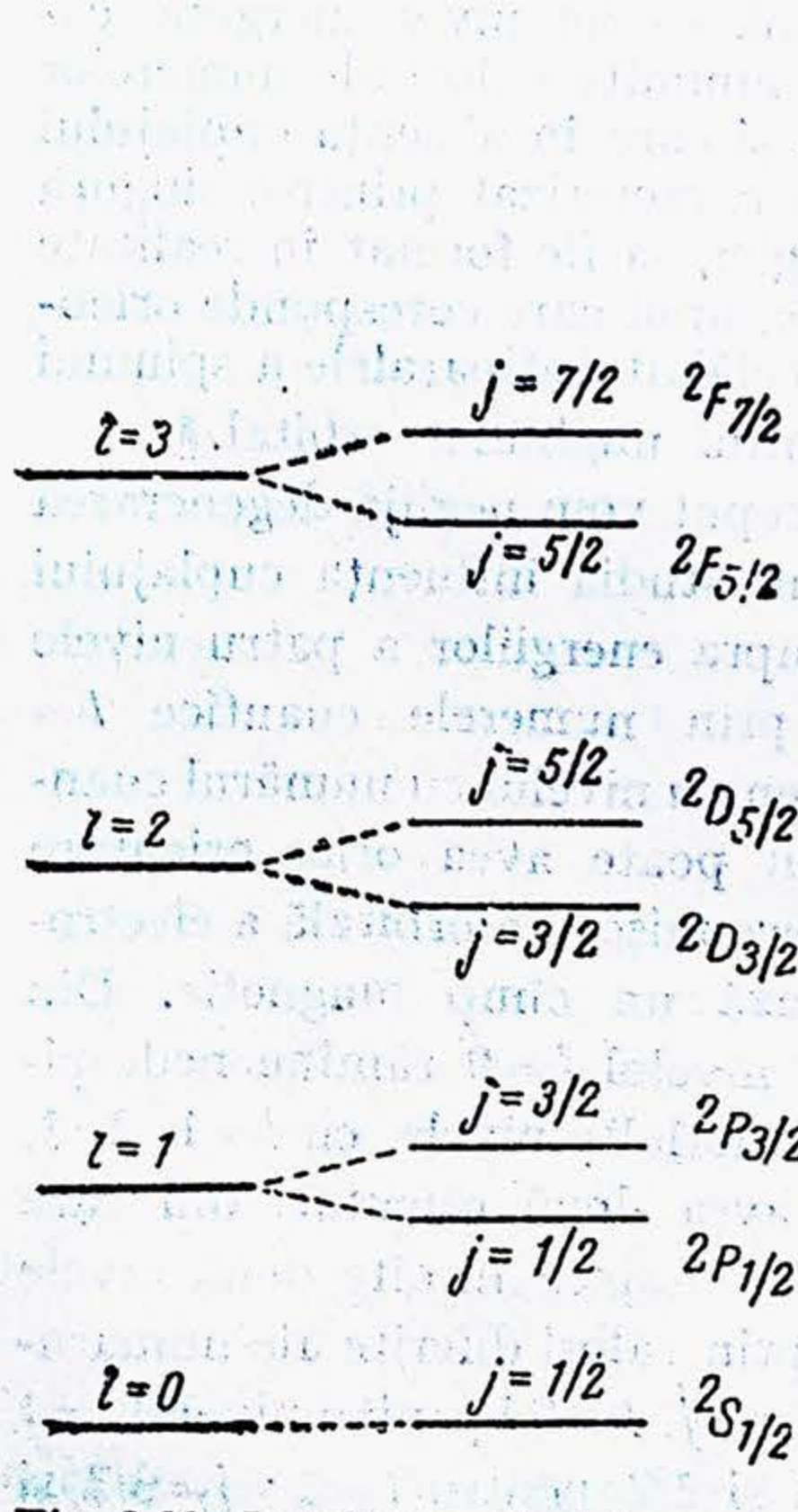


Fig. 3.82. Despicarea nivelelor energetice datorită cuplajului spin-orbită

În cazul nivelului $n=3$, l poate avea 3 valori $l=0, 1, 2$. Pentru $l=0$, j are o singură valoare $j=s=1/2$. Pentru $l=1$, j are două valori $j=3/2$ și $5/2$. Acestor cinci combinații le corespund trei nivele energetice deoarece energia depinde numai de valorile lui j care sînt egale cu 1/2, 3/2, 5/2. Nivelul $n=3$ se despică decî în 3 nivele datorită cuplajului spin-orbită.

Structura fină a nivelelor energetice ale atomului de hidrogen este reprezentată în fig. 3.83. Se observă că fiecare nivel a fost notat printr-o combinație formată dintr-un număr și o literă majusculă căreia i s-au asociat doi indici.

În cazul atomului de hidrogen prima cifră indică valoarea numărului cuantic principal.

Atomului, ca și electronului, *i se pot asocia un moment unghiular orbital* **L**, *un moment unghiular de spin* **S** *și un moment unghiular total* **J**, *momente caracterizate prin numerele cuantice* L, S și J. Se observă că mărimile caracteristice atomului au fost desemnate cu litere majuscule, pentru a le deosebi de cele ale electronului, care au fost notate cu litere minuscule.

În cazul hidrogenului această precizare nu este necesară deoarece nucleul fiind considerat în repaus, momentele unghiulare ale atomului sînt egale cu momentele unghiulare corespunzătoare ale electronului. Pentru ca notația, ale cărei principii vor fi expuse în cele ce urmează, să poată fi aplicată și în cazul atomilor cu mai mulți electroni la care aceste momente sînt diferite, este necesar să se facă această precizare.

Prin analogie cu notarea orbitalilor, și în spiritul notației de mai sus, litera majusculă corespunde valorii numărului cuantic or-

Fig. 3.83. Structura fină a nivelelor energetice ale atomului de hidrogen

bital L al atomului, conform tabelului 3.2. Indicele superior dispus în stînga literei care indică valoarea numărului cuantic orbital L al atomului, reprezintă așa numita *multiplicitate a nivelului* egală cu $2S+1$. Multiplicitatea unui nivel reprezintă deci numărul de orientări ale spinului atomului **S** față de o direcție privilegiată.

În sfîrșit, indicele inferior dispus în dreapta literei care indică valoarea numărului cuantic orbital L al atomului, reprezintă valoarea numărului cuantic J al atomului.

De exemplu, simbolul $3^2 D_{3/2}$ semnifică nivelul cu $n=3$ $L=2$, $S=1/2$ și $J=3/2$ simbolul $4^2 S_{1/2}$ reprezintă nivelul cu $n=4$, $L=0$, $S=1/2$ și $J=1/2$ etc.

Existența spinului determină ca cele trei numere cuantice n, l și m_l să fie insuficiente pentru caracterizarea completă a electronului. Deoarece numărul cuantic de spin este egal întotdeauna cu 1/2 rezultă că este necesar să precizăm doar orientarea sa, adică valoarea lui m_s. Momentul unghiular total **j** al electronului reprezentînd o mărime foarte importantă, se preferă ca să se utilizeze setul de numere cuantice $[n, l, j, m_j]$, ultimele două numere permițînd determinarea completă a lui **j**, adică atît a modulului, cît și a orientării.

Tabelul 3.2

Denumirile straturilor atomilor

Valoarea numărului cuantic L	Notație
0	S
1	P
2	D
3	F
4	G
5	H
6	I
7	K
8	L
9	M
10	N
11	O
12	Q
13	R
14	T

În funcție de acest set de numere cuantice regulile de selecție pentru tranzițiile de dipol electric sînt :

$$\begin{aligned} \Delta n &= n_2 - n_1 = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \ldots \\ \Delta l &= l_2 - l_1 = \pm 1 \\ \Delta j &= j_2 - j_1 = 0, \pm 1 \\ \Delta m_j &= m_{j2} - m_{j1} = 0, \pm 1 \end{aligned} \tag{3.9}$$

Regula de selecție pentru numărul cuantic j intern rezultă din teorema de conservare a momentului unghiular.

Într-adevăr, fotonul emis de către atom preia cu el un moment unghiular $\mathbf{j}_\nu$. Trebuie deci ca momentul unghiular $\mathbf{j}_2$ al atomului înainte de tranziție să fie egal cu suma dintre

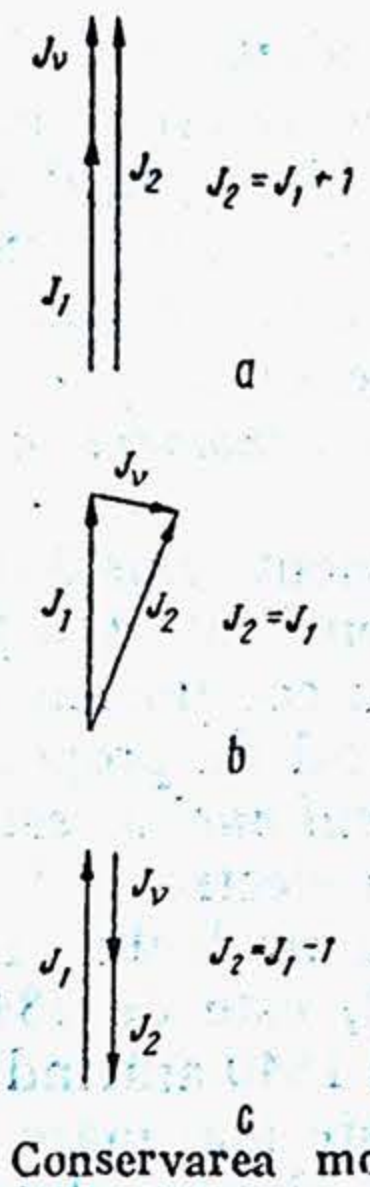


Fig. 3.84. Conservarea momentului unghiular într-o tranziție de dipol electric

momentul unghiular $\mathbf{j}_1$ al atomului după tranziție și momentul unghiular $\mathbf{j}_\nu$ al fotonului. Fotonul emis într-o radiație de dipol, fie electrică, fie magnetică are un moment cinetic $\mathbf{j}_\nu$ caracterizat prin numărul cuantic $j_\nu = 1$. În consecință între numerele cuantice j_2 și j_1 trebuie să existe relațiile $j_2 = j_1 + 1$, $j_2 = j_1$ și $j_2 = j_1 - 1$ (fig. 3.84) care conduc la regula de selecție $\Delta j = 0, \pm 1$. Deoarece $j_\nu = 1$ rezultă că nu poate să apară o tranziție între nivelele caracterizate prin $j_2 = 0$ și $j_1 = 0$, deși $\Delta j = 0$, condiție care completează regulile de selecție menționate.

Regulile de selecție sînt ilustrate în fig. 3.85, în care a fost reprezentată structura fină a liniei spectrale dintre nivelele $n = 3$ și $n = 2$, în cazul în care se iau în considerare toate interacțiile menționate.

Este interesant de menționat că nivelele energetice corespunzătoare unei aceleiași valori a numărului cuantic intern j însă la valori diferite ale numărului cuantic orbital l, care în teoria prezentată sînt caracterizate prin aceiași valoare a energiei, sînt în realitate distincte.

Astfel în fig. 3.86 a fost reprezentată structura fină a nivelului atomului de hidrogen cu $n = 2$ Se observă că cele două nivele $2^2P_{1/2}$ și $2^2S_{1/2}$ care în teoria prezentată aveau aceiași energie deoarece se caracterizează prin aceiași valoare a numărului cuantic j ($j = 1/2$), corespund la energii diferite, nivelul S fiind deplasat puțin în sus. Acest fenomen de deplasare a nivelelor cu valori diferite ale lui l a căpătat denumirea de *deplasare Lamb*, după numele cercetătorului care l-a studiat.

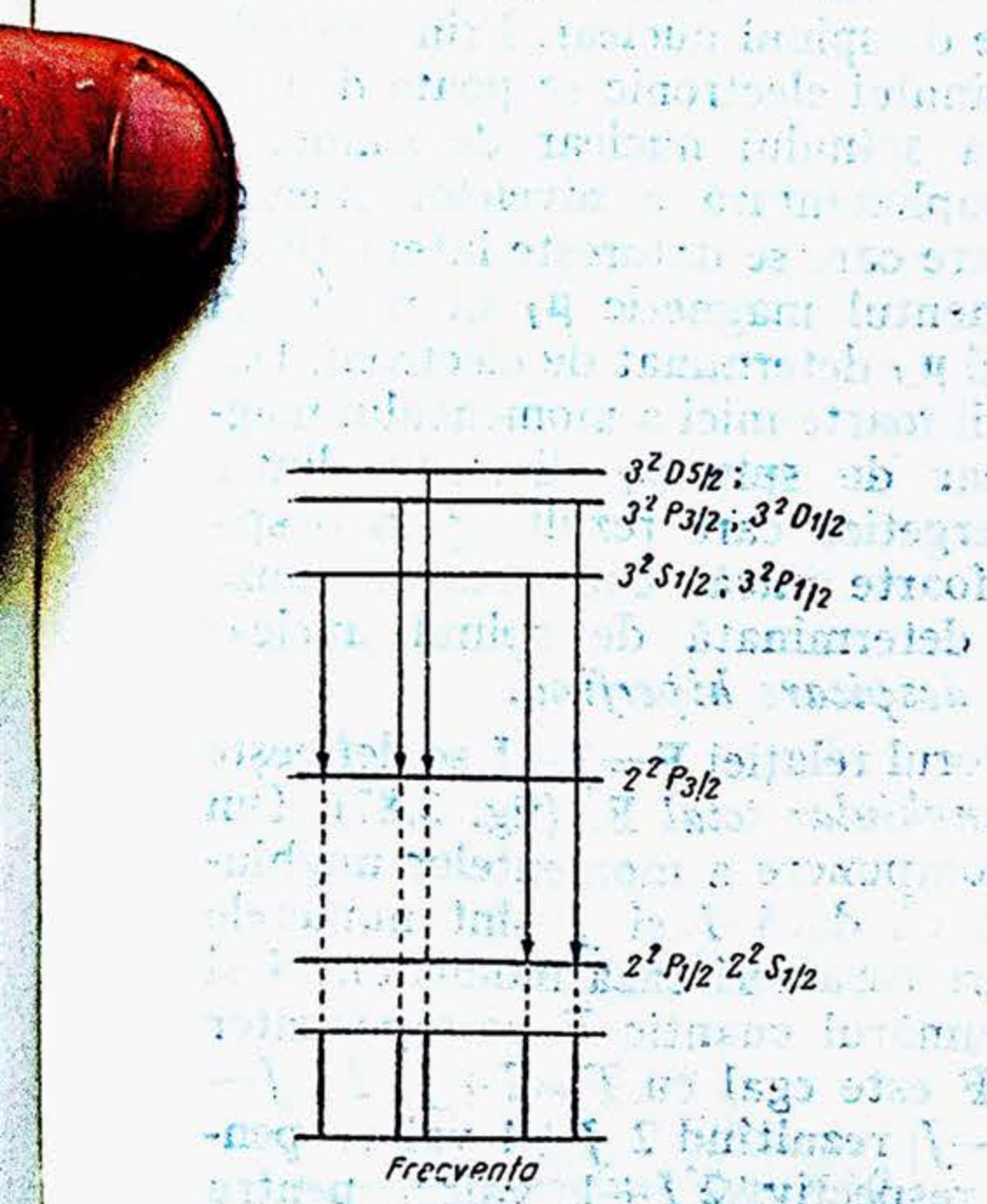


Fig. 3.85. Structura fină a liniei spectrale a hidrogenului corespunzătoare tranziției de pe nivelul cu $n = 3$ pe nivelul cu $n = 2$

3.2.4. SPINUL NUCLEAR

În analiza efectuată s-a considerat nucleul ca fiind o simplă sarcină punctuală, care exercită o forță de atracție coulombiană asupra electronului. Această imagine despre

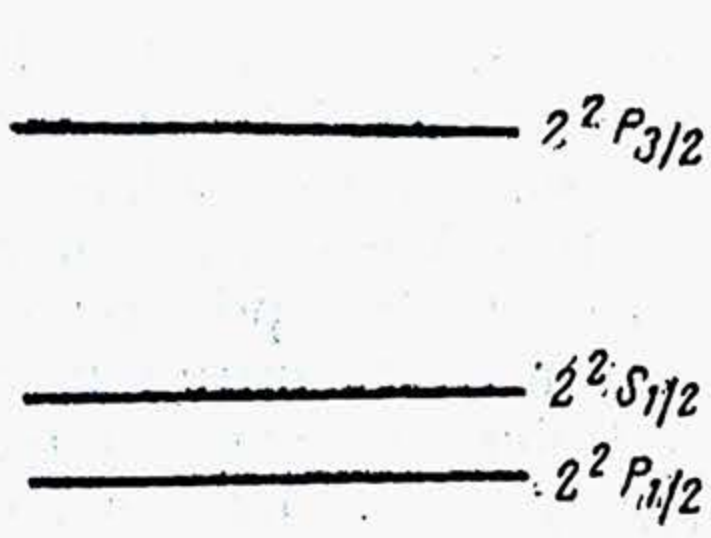


Fig. 3.86. Structura fină reală a nivelului $n=2$ a hidrogenului

nucleu este foarte îndepărtată de realitate. Într-adevăr, dacă ne referim nu numai la nucleul atomului de hidrogen, dar și la celelalte nuclee ale atomilor altor specii, atunci se constată că ele posedă în general un moment unghiular **I** denumit *spin nuclear* căruia îi este asociat un *moment magnetic nuclear de spin* μ_I.

Între aceste momente există deasemenea o relație de proporționalitate $\mu_I = \beta_I \cdot \mathbf{I}$, scrisă cu semnul plus deoarece nucleul are o sarcină pozitivă. Factorul de proporționalitate β_I denumit *magnetonul nuclear* este mult mai mic decît cel pentru electroni, datorită masei mult mai mari a nucleului. Într-adevăr calculele arată că β_I este de 1840 ori mai mic decît β, factorul 1840 arătînd după cum se știe de cîte ori este mai mare masa protonului decît cea a electronului.

In cele ce urmează vom studia efectele determinate de spinul nuclear. Prin analogie cu cazul spinului electronic se poate deduce că existența spinului nuclear determină o despicare suplimentară a nivelelor energetice, despicare care se datorește interacțiunii dintre momentul magnetic μ_I al nucleului și momentul μ_J determinat de electroni. Datorită valorii foarte mici a momentului magnetic nuclear de spin μ_I distanța dintre nivelele energetice care rezultă prin despicare este foarte mică. Din această cauză despicarea determinată de spinul nuclear se numește *despicare hiperfină*.

Cu ajutorul relației $\mathbf{F}=\mathbf{J}+\mathbf{I}$ se definește *momentul unghiular total* **F**. (fig. 3.87). Din regula de compunere a momentelor unghiulare rezultă că dacă I și J sînt numerele cuantice care caracterizează momentele **I** și **J** atunci numărul cuantic F corespunzător vectorului **F** este egal cu $F=I+J, I+J-1, \ldots, |I-J|$ rezultînd $2J+1$ valori pentru $I \geqslant J$, respectiv $2I+1$ valori pentru $I \leqslant J$.

Fig. 3.87. Momentul unghiular **F** al atomului

Orientările momentului unghiular total **F** al atomului sînt caracterizate de nu-

mărul cuantic M_F care poate avea valorile $M_F = F, F-1, \ldots -(F-1), -F$.

Nucleul atomului de hidrogen, care este format dintr-un singur proton, se caracterizează prin $I = 1/2$. În starea fundamentală $1^2 S_{1/2}$ atomul are $J = 1/2$ ceea ce înseamnă că F poate avea două valori : $F = 0$ și $F = 1$. Rezultă că datorită spinului nuclear, stării fundamentale a atomului de hidrogen îi corespunde două nivele. Structura hiperfină a nivelului fundamental este reprezentată în fig. 3.88. Tranziția dintre nivelele hiperfine ale stării fundamentale are frecvența egală cu 1420 *MHz*, căreia îi corespunde o lungime de undă de 21,1 *cm*. Este interesant de menționat că atomii de hidrogen din spațiul cosmic emit radiații electromagnetice tocmai pe această frecvență.

3.3. NIVELELE ENERGETICE ALE ATOMILOR CU MAI MULȚI ELECTRONI

3.3.1. NUMERELE CUANTICE ALE UNUI ELECTRON DINTR-UN ATOM CU MAI MULȚI ELECTRONI

Pentru studiul atomilor cu mai mulți electroni ar trebui să procedăm în același mod ca și în cazul hidrogenului. Dacă dorim să tratăm în mod riguros această problemă, atunci ar trebui să considerăm un atom cu mai mulți electroni ca fiind un sistem format dintr-un nucleu cu sarcina $+Ze$, unde Z este numărul *atomic* și Z electroni care se deplasează în jurul acestuia, toți electronii interacționînd cu nucleul și între ei. În acest caz comportarea unui electron nu depinde nu numai de nucleu dar și de ceilalți electroni cu care interacționează prin intermediul forțelor electrice, electroni care fiind în mișcare nu au o poziție fixă în spațiu. Rezolvarea riguroasă a acestei probleme este

Fig. 3.88. Structura hiperfină a nivelului fundamental al hidrogenului

de o dificutate excepțională, fie din punctul de vedere al fizicii clasice, fie cuantic.

Din cauza dificultăților menționate va trebui să ne mulțumim cu o soluționare aproximativă. Cea mai importantă aproximație se referă la presupunerea că electronii nu interacționează foarte puternic între ei. Această presupunere pare rezonabilă, deoarece electronii nu se află în imediată apropiere unii de alții decît în decursul unor intervale de timp foarte scurte. În consecință dacă se face această presupunere atunci din punctul de vedere al unui electron oarecare efectul major determinat de ceilalți electroni este crearea unui nor difuz de sarcină electrică negativă în jurul nucleului.

Deoarece în atom nu există o direcție privilegiată este rezonabil să se presupună că norul de sarcină negativă prezintă o simetrie sferică (fig. 3.89)

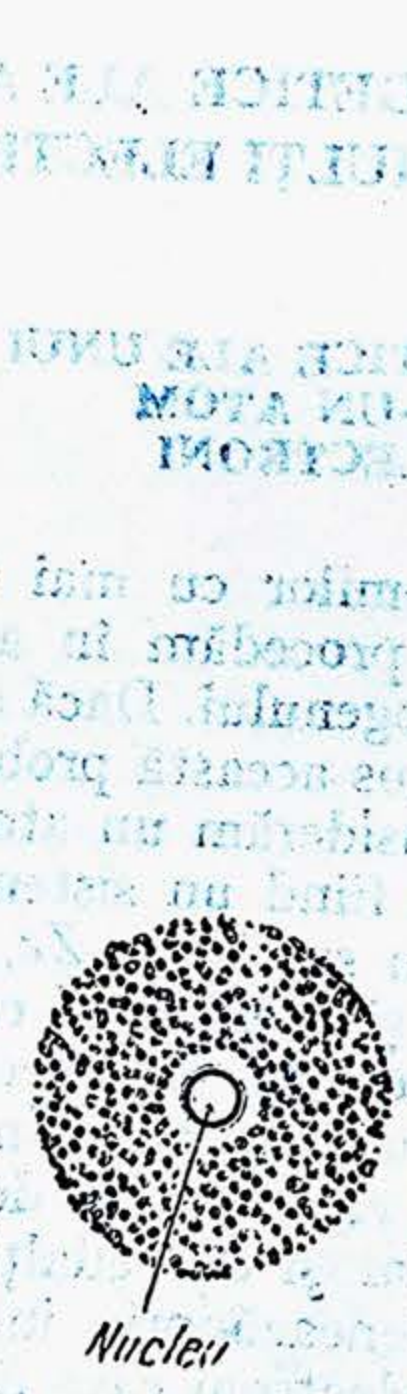


Fig. 3.89. Norul de sarcină electrică negativă văzut de un electron dintr-un atom cu mai mulți electroni

Pe baza acestor aproximații se poate scrie cîte o ecuație Schrödinger aproximativă pentru fiecare electron. Această ecuație este asemănătoare cu cea pentru electronul din atomul de hidrogen, cu excepția energiei potențiale în care alături de termenul, invers proporțional cu raza r, determinat de nucleu, mai apar și alți termeni creați de norul de sarcină negativă al celorlalți electroni.

Rezolvînd ecuația lui Schrödinger corespunzătoare acestei legi de variație a energiei potențiale se obțin funcțiile de undă care caracterizează comportarea unui electron dintr-un atom cu mai mulți electroni. Aceste funcții nu sînt identice cu cele ale electronului din atomul de hidrogen, deoarece în cele două ecuații potențialul are legi diferite de variație cu r, însă sînt foarte asemănătoare.

În particular, aceste funcții de undă depind de asemenea de trei parametri n, l și m_l, care cu excepția numărului cuantic principal n, au aceleași semnificații cu cei din cazul hidrogenului. Din

această cauză în considerațiile calitative care urmează vom considera că funcțiile de undă ale unui electron dintr-un atom cu mai mulți electroni conduc la aceiași formă a norului de probabilitate cu cea din cazul atomului de hidrogen.

Deosebirea față de cazul atomului de hidrogen constă în aceea că datorită existenței termenilor suplimentari din legea de variație a energiei potențiale cu raza r, energia unei stări a unui electron dintr-un atom cu mai mulți electroni depinde nu numai de numărul cuantic principal n, dar și de numărul cuantic orbital l.

Aceasta se datorește faptului că în deplasarea sa în jurul nucleului la diferite distanțe, un electron nu mai „vede" nucleul ca avînd aceeași sarcină. Astfel să considerăm două cazuri extreme: deplasarea într-o regiune foarte apropiată, respectiv foarte îndepărtată de nucleu. În cazul în care electronul considerat evoluează în imediata vecinătate a nucleului, sarcina pe care o „simte" este egală cu Ze. Din contră, în cazul în care electronul se deplasează în regiuni relativ îndepărtate de nucleu, adică în afara norului de sarcină negativă, sarcina pe care o simte este egală cu $+e$. Într-adevăr în acest caz norul de sarcină negativă determinat de deplasarea celorlalți electroni, ecranizează nucleul și ca atare sarcina efectivă a ansamblului nucleu-nor este $+e$.

Între aceste două situații extreme există cazul în care electronul considerat evoluează atît în intermediul norului de sarcină negativă, cît și în exteriorul lui. În acest caz se afirmă că electronul se deplasează pe o *orbită penetrantă*. Forma unei asemenea orbite, evident considerată din punctul de vedere al fizicii clasice, este reprezentată în fig. 3.90.

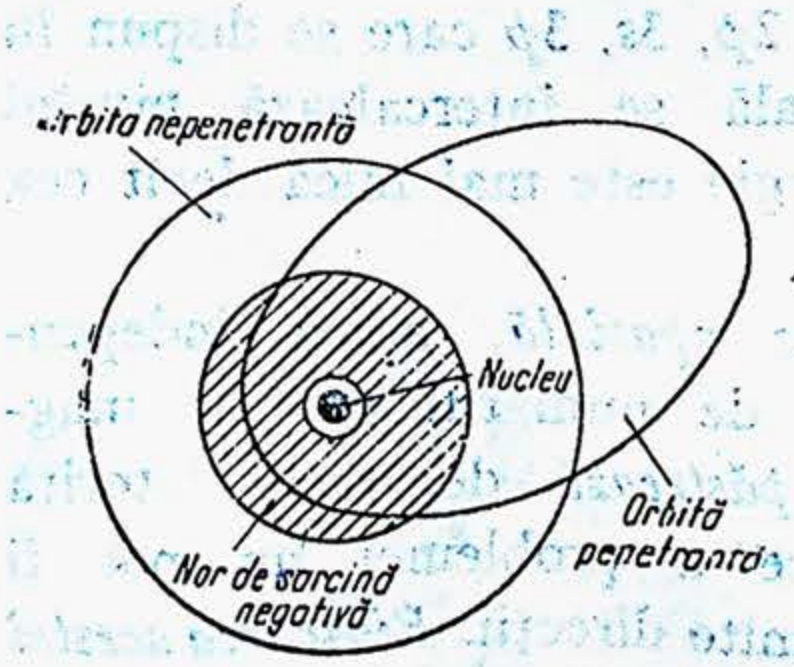


Fig. 3.90. Orbită penetrantă și respectiv nepenetrantă

Se observă că orbita este formată din două porțiuni, una în afara norului

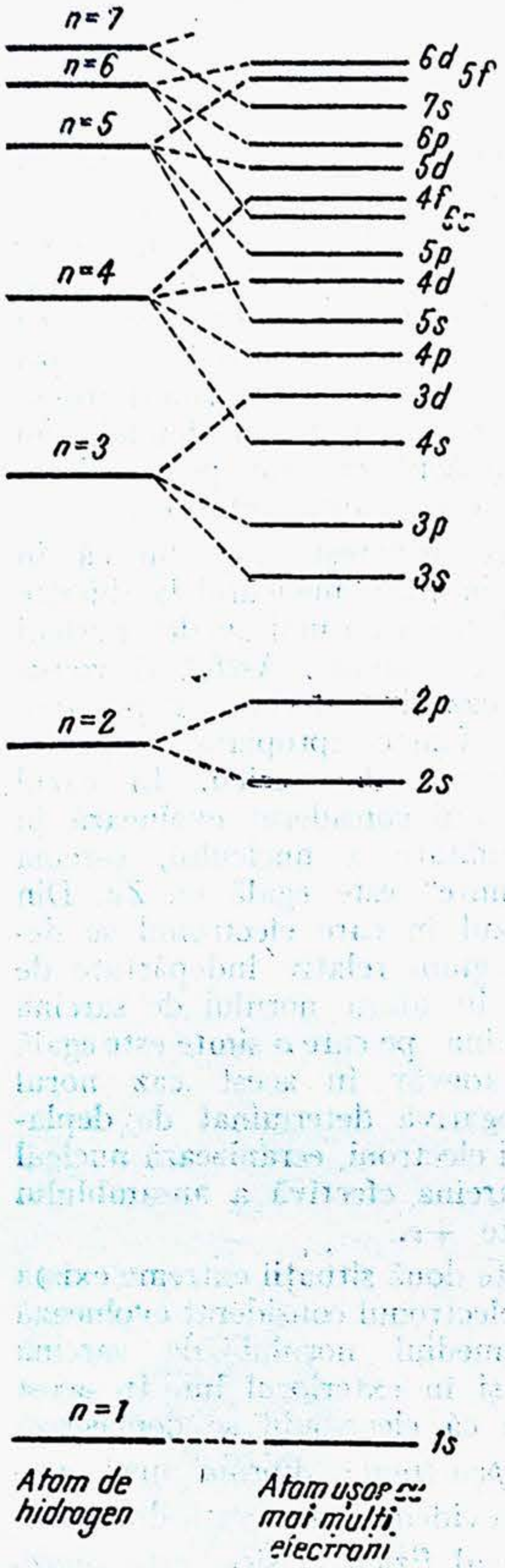


Fig. 3.91. Nivelele energetice corespunzătoare funcțiilor de undă cu diferite valori ale numerelor cuantice *n* și *l* pentru atomi ușori

de sarcină și cealaltă în interiorul lui. Față de situația corespunzătoare absenței norului de sarcină negativă, energia electronului de pe o orbită penetrantă depinde atît de numărul cuantic principal n cît și de numărul cuantic orbital l.

Existența mai multor electroni într-un atom ridică degenerescența orbitală existentă în cadrul hidrogenului, datorită interacțiunii electrostatice dintre ei. În consecință, *fiecărei valori a numărului cuantic principal n îi corespund n nivele energetice corespunzătoare celor n valori permise ale numărului cuantic orbital l.*

Calcule, pe care nu le vom reproduce, conduc la diagrama din fig. 3.91 a nivelelor energetice corespunzătoare funcțiilor de undă cu diverse valori ale numărului cuantic principal n și orbital l, pentru cazul atomilor ușori, adică care au valori mici ale numărului Z.

Datorită faptului că pe de o parte unei aceleiași valori a numărului cuantic principal n îi corespund n nivele energetice și pe de altă parte datorită micșorării intervalului dintre nivelele corespunzătoare hidrogenului, apar abateri de la dispunerea în ordine naturală $1s$, $2s$, $2p$, $3s$, $3p$, $3d$, $4s$, $4p$, $4d$, $4f$, etc. Astfel se observă că după nivelele $1s$, $2s$, $2p$, $3s$, $3p$ care se dispun în ordinea naturală se intercalează nivelul $4s$, a cărei energie este mai mică decît cea a nivelului $3d$.

Degenerarea spațială, adică independența energiei de numărul cuantic magnetic m_l, *se păstrează* deoarece datorită simetriei sferice a problemei nu pot fi favorizate anumite direcții. *Ridicarea acestei degenerări se realizează dacă atomul este introdus într-un cîmp magnetic.*

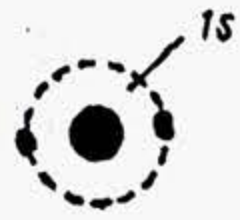


Fig. 3.92. Repartizarea electronilor pe prima pătură

Fig. 3.93. Repartizarea electronilor pe cea de a doua pătură

3.3.2. PRINCIPIUL LUI PAULI

Comportarea unui electron dintr-un atom cu mai mulți electroni este caracterizată prin setul de numere cuantice $[n, l, m_l, m_s]$. Dacă atomul conține numai un singur electron, atunci acesta poate să se afle teoretic în orice stare, adică se poate caracteriza prin orice set de valori ale numerelor cuantice, bineînțeles respectîndu-se condițiile pe care trebuie să le îndeplinească. În cazul atomilor cu mai mulți electroni, stările posibile ale electronului, adică seturile corespunzătoare ale numerelor cunatice se determină cu ajutorul *principiului lui Pauli. Principiul lui Pauli arată că într-un atom nu pot să existe doi electroni în stări identice, adică doi electroni caracterizați prin același set de numere cuantice.* În consecință seturile care caracterizează doi electroni oarecari dintr-un atom trebuie să difere cel puțin prin valoarea unuia dintre cele patru numere cunatice $[n, l\ m_l, m_s]$.

Principiul lui Pauli ne permite să determinăm numărul electronilor care au anumite valori precizate ale unor numerelor cuantice.

Astfel să determinăm numărul electronilor dintr-un atom caracterizați prin $n=1$. În acest caz $l=0$ și deci $m_l=0$. Numărul cuantic poate avea două valori $m_s=+1/2$ și $-1/2$. În consecință rezultă că pot să existe doi electroni cu $n=1$ caracterizați prin seturile $[1,0,0,+1/2]$ și respectiv $[1,0,0,-1/2]$.

În cazul în care $n=2$, l poate avea două valori $l=1$ și $l=0$. Pentru $l=1$, m_l poate avea trei valori $m_l=1$, $m_l=0$ și $m_l=-1/2$. Deoarece m_s poate avea două valori rezultă că în starea $n=2$, $l=1$ se pot afla șase electroni caracterizați prin seturile de numere cuantice $[2, 1, 1, +1/2]$; $[2, 1, 1, -1/2]$; $[2, 1, 0, +1/2]$; $[2,1,0, -1/2]$; $[2, 1, -1, +1/2]$ și $[2, 1, -1, -1/2]$. Efectuînd raționamente analoge se determină

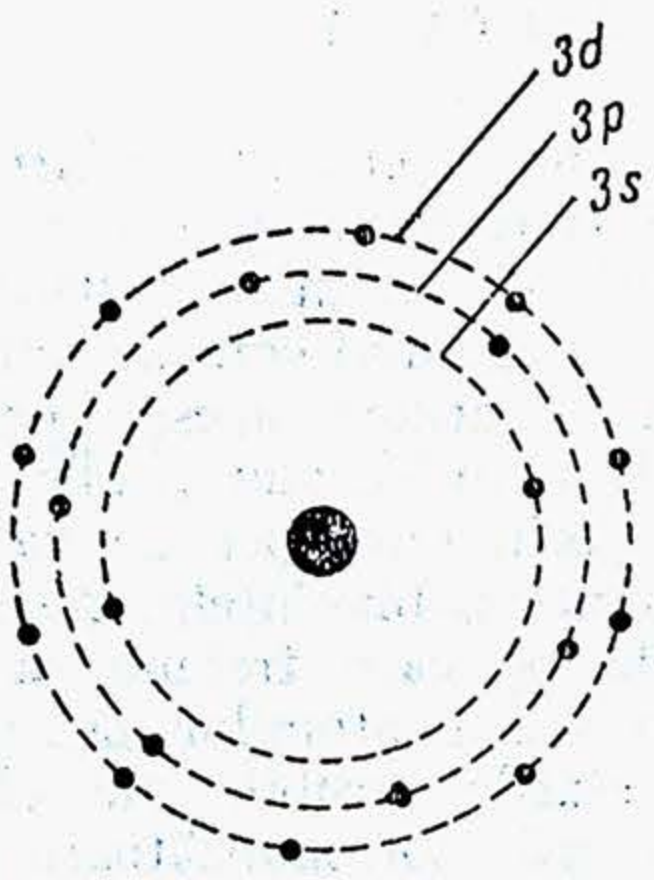


Fig. 3.94. Repartizarea electronilor pe cea de a treia pătură

că în starea $n=2$ și $l=0$ se află doi electroni caracterizați prin seturile [2,0 0,+ +1/2] și [2, 0, 0, —1/2].

Electronii caracterizați prin aceiași valoare a numărului cuantic n formează o *pătură*. Cei care au în plus și aceeași valoare a numărului cuantic orbital l formează o *subpătură*. Subpătura se notează prin valoarea numerică a numărului cuantic principal și litera corespunzătoare valorii numărului cuantic orbital l. De exemplu, subpătura $2p$ se caracterizează prin $n=2$ și $l=1$.

Din cele prezentate rezultă că pe prima pătură care este identică cu subpătura $1s$ se pot afla doi electroni (fig. 3.92'). Pe subpătura $2s$ se află doi electroni, iar pe subpătura $2p$ un număr de șase electroni. Rezultă că pe cea de a doua pătură se află opt electroni.

Procedînd în același mod se obține că pe cea de a treia pătură se află 18 electroni repartizați astfel : doi pe subpătura $2s$, șase pe subpătura $3p$ și zece pe subpătura $3d$ (fig. 3.94). Pe cea de a patra pătură se află 32 electroni repartizați astfel : doi pe subpătură $4s$, șase pe sub pătura $4p$, zece pe subpătura $4d$ și 14 pe subpătura (fig. 3.95).

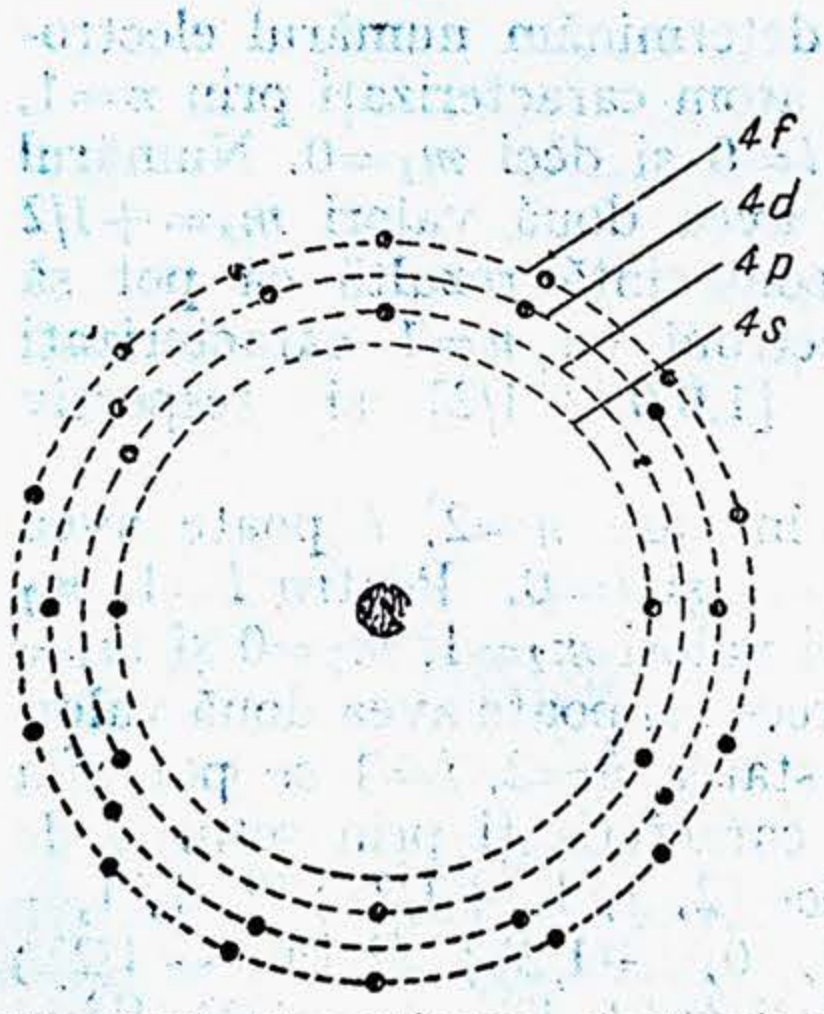


Fig. 3.95. Repartizarea electronilor pe cea de a patra pătură

Din datele prezentate se observă că pe o subpătură de tip s se pot afla maximum doi electroni, pe una de tip p maximum șase electroni, pe una de tip d maximum zece electroni, pe una de tip f maximum 14 electroni etc.

Așa după cum a rezultat din studiul atomului de hidrogen un electron evoluează cu atît mai departe de nucleu cu cît starea sa se caracterizează printr-un număr cuantic principal mai mare. Un asemenea electron este mai slab legat de nucleu, decît unul care evoluează într-o regiune mai apropiată de nucleu. Energia sa de legătură este mai mică decît cea a unui electron situat pe o pătură cu un număr cuantic n mai

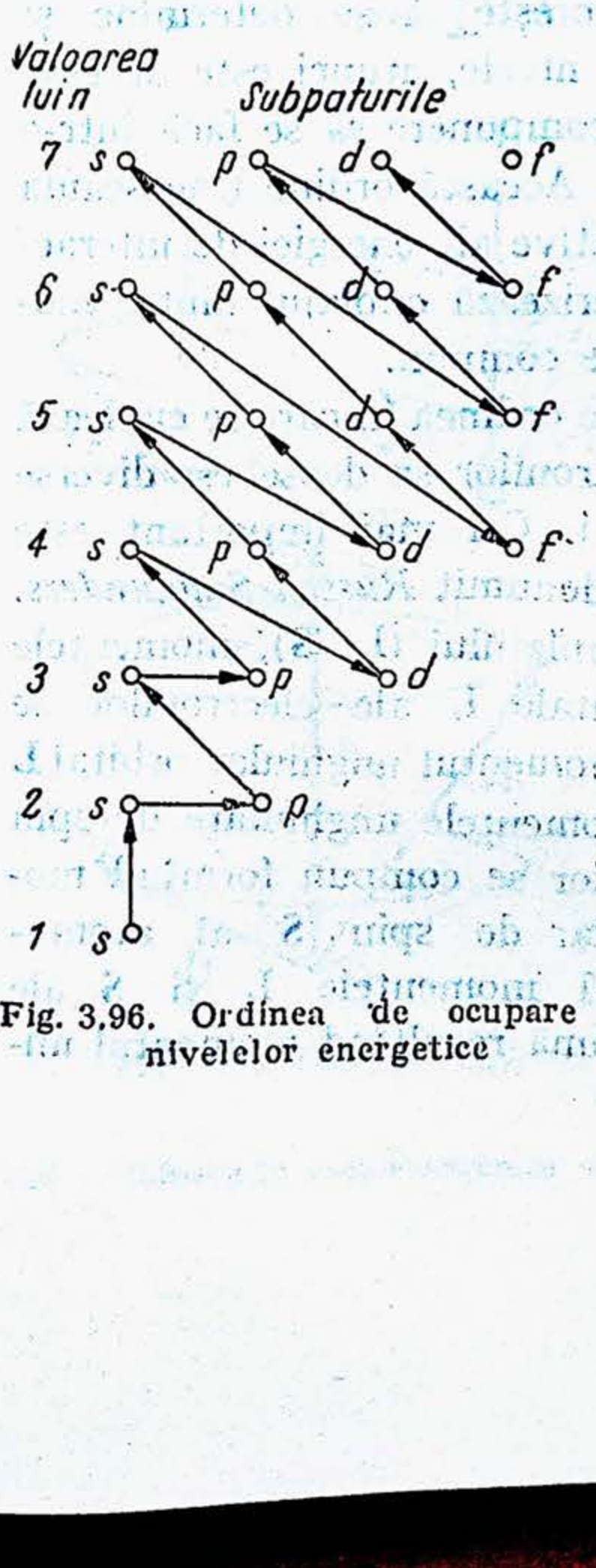


Fig. 3.96. Ordinea de ocupare a nivelelor energetice

mic. Avînd în vedere modul cum am definit energia de zero, ca energia corespunzătoare situației cînd electronul se află la infinit, rezultă că în diagrama energetică, nivelele corespunzătoare energiilor mari de legătură se situează în porțiunea inferioară. Un atom în starea fundamentală are electronii pe păturile cu energiile de legătură cele mai mari, adică are electronii situați pe nivelele cele mai inferioare din diagrama energetică. Din această cauză dacă se consideră atomii care au electronii din ce în ce mai mulți, atunci *ocuparea nivelelor energetice se face în mod succesiv de jos în sus* (fig. 3.96).

Astfel, hidrogenul în starea fundamentală are singurul electron pe subpătură 1*s*. Dacă se notează numărul de electroni sub forma unui indice superior la indicativul subpăturii, atunci structura electronică a hidrogenului poate fi scrisă sub forma prescurtată $H : 1s^1$. Heliu are 2 electroni. Cel de al doilea așezîndu-se tot pe subpătura 1*s*, rezultă structura $He : 1s^2$.

Litiul are 3 electroni. Cel de al treilea electron nu se mai poate așeza pe subpătura 1*s*, deoarece numărul maxim de electroni de pe această subpătură este de doi. Ca atare, cel de al treilea electron se așează pe subpătura 2*s* imediat superioară.

Litiul are deci structura $Li : 1s^2\ 2s^1$. Următorul atom, beriliu cu cei patru electroni ai săi are structura $Be : 1s^2\ 2s^2$. Cu aceasta și subpătura 2*s* a devenit completă.

Borul, care posedă 5 electroni, are structura electronică $B : 1s^2\ 2s^2\ 2p^1$. Carbonul, cu cei 6 electroni ai săi, are structura $C : 1s^2\ 2s^2\ 2p^2$. În continuare, azotul are structura electronică $N : 1s^2\ 2s^2\ 2p^3$. Procedînd în mod asemănător putem să determinăm structura

electronică a oricărui element (fig. 3.97). Menționăm că în ocuparea nivelelor energetice de către electroni vor apare în cazul unor atomi anumite situații deosebite, care vor explica proprietățile specifice ale acestora. Asupra acestor cazuri se va reveni.

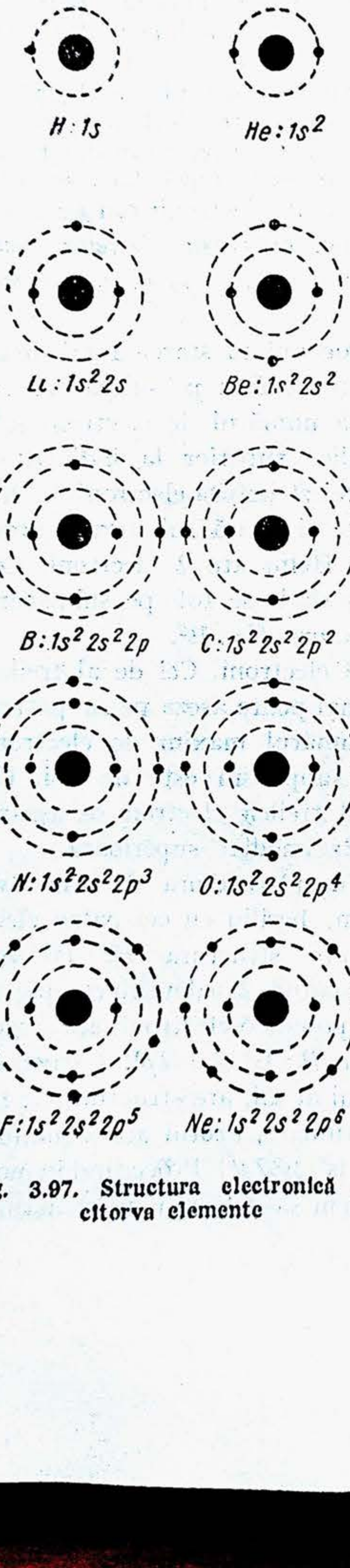


Fig. 3.97. Structura electronică a cîtorva elemente

3.3.3. MECANISME DE CUPLAJ

Pentru a determina nivelele energetice ale unui atom cu mai mulți electroni este necesar să compunem momentele unghiulare ale electronilor constituenți, la care să adăugăm apoi pe cel al nucleului. Dacă se urmărește să se determine numai numărul nivelelor energetice corespunzătoare unei anumite structuri electronice, atunci ordinea de compunere a momentelor este indiferentă. Dacă însă se dorește să se determine și pozițiile acestor nivele, atunci este necesar ca procesul de compunere să se facă într-o anumită ordine. Această ordine ține seama de mărimile relative ale energiei de interacțiune ce caracterizează cuplajul dintre momentele ce se compun.

În funcție de ordinea în care se cuplează momentele electronilor se deosebesc diverse tipuri de cuplaj. Cel mai important este cuplajul (**L**, **S**) denumit *Russell-Saunders*.

În cazul cuplajului (**L**. **S**), momentele unghiulare orbitale $\mathbf{l}_i$ ale electronilor se compun dînd momentul unghiular orbital **L** al atomului, momentele unghiulare de spin $\mathbf{s}_i$ ale electronilor se compun formînd momentul unghiular de spin **S** al atomului, iar în final momentele **L** și **S** ale atomului se adună rezultînd momentul un-

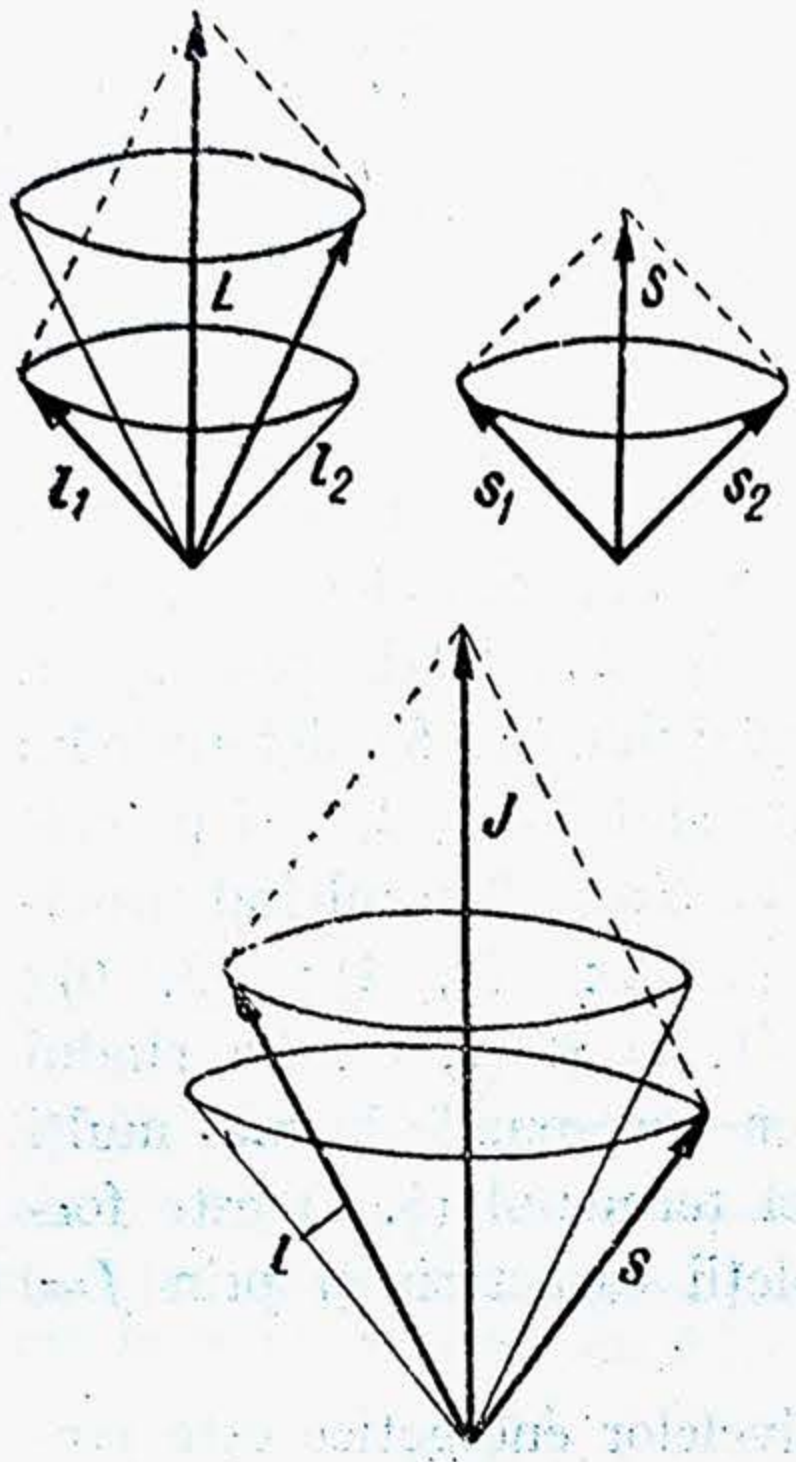
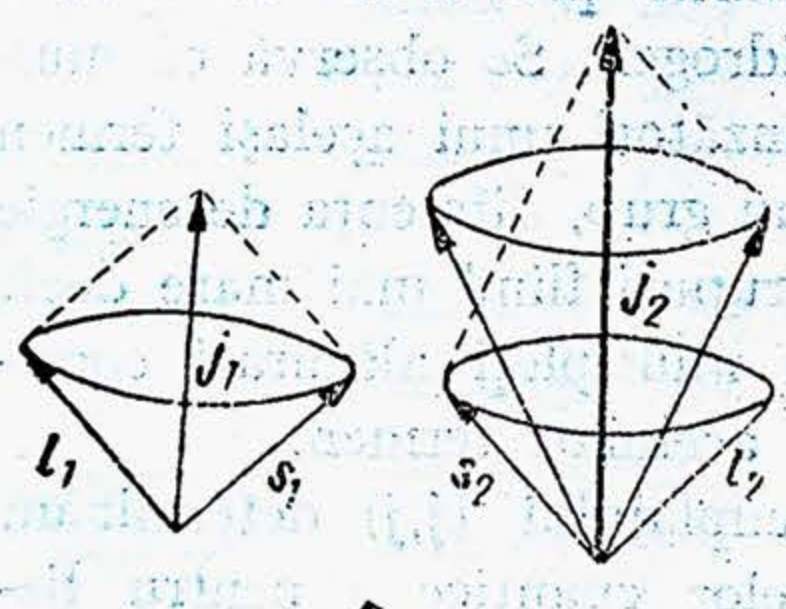


Fig. 3.98. Cuplajul (L, S)



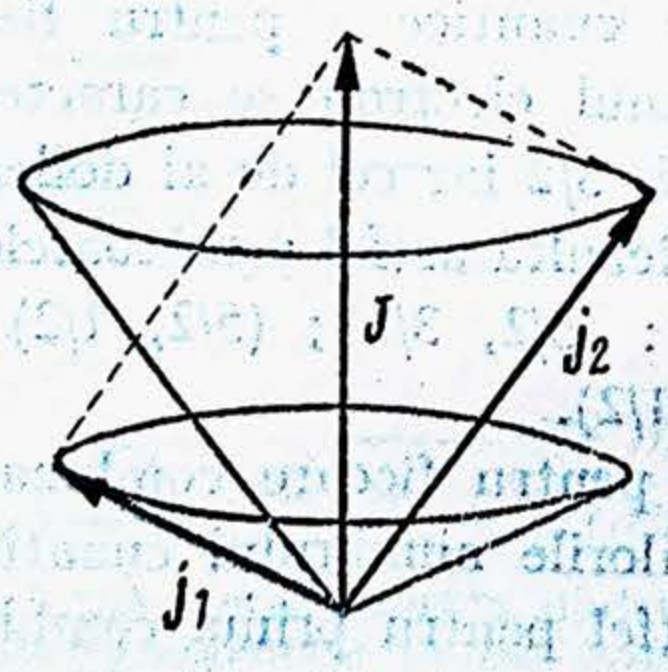


Fig 3.99. Cuplajul (j,j)

ghiular total **J** al atomului (fig. 3.98).

Avînd în vedere ordinea în care a fost efectuată compunerea, se deduce că în cazurile de aplicabilitate ale cuplajului (**L**,**S**) repulsia coulombiană dintre electroni este mare în comparație cu interacțiunea spin-orbită.

Repulsia coulombiană dintre electroni, adică interacțiunea electrostatică dintre ei, determină dependența energiei unui nivel de numerele cuantice L și S care caracterizează momentul unghiular orbital **L** și respectiv de spin **S** al atomului. Interacțiunea magnetică spin-orbită determină dependența energiei de numărul cuantic J care caracterizează momentul unghiular total **J** al atomului. Rezultă că *în cazul cuplajului* (**L**,**S**) *energia unui nivel depinde în primul rînd de numerele cuantice* L *și* S *și în al doilea rînd de numărul* J.

Ansamblul de nivele energetice corespunzătoare unei aceleiași combinații a numerelor cuantice L și S formează ceea ce spectroscopiștii numesc *termen*. Nivelele energetice care formează un termen se numesc *multipleți*. După numărul de nivele energetice corespunzător unui termen, multipleții se numesc *singleți* (1), *dubleți* (2), *tripleți* (3), *cuadrupleți* (4), cifra din paranteză indicînd numărul lor.

Un tip opus de cuplaj este cel (**j**,**j**). În acest caz pentru fiecare electron se compun mai întîi momentul orbital $\mathbf{l}_i$ cu momentul de spin $\mathbf{s}_i$, rezultînd momentul total $\mathbf{j}_i$, iar apoi se compun momentele $\mathbf{j}_i$ ale tuturor electronilor pentru a determina momentul total **J** al atomului (fig. 3.99) După ordinea în care se face cuplajul rezultă că în acest caz interacțiunea spin-orbită pentru fiecare electron este mare

în comparație cu interacțiunea electrostatică dintre ei. *În cazul cuplajului* **(j,j)**, *energia depinde în primul rînd de valorile numerelor cuantice j_i ale fiecărui electron și în al doilea rînd de numărul cuantic J al întregului atom.*

Deosebirile dintre cele două tipuri de cuplaje apar mai clar dacă considerăm un atom în care se află doi electroni, unul caracterizat prin $l_1=2$ celălalt prin $l_2=1$.

În cazul cuplajului (**L**, **S**) determinăm valorile lui L care sînt $L=3, 2, 1$ și pe cele ale lui S care sînt $S=1, 0$ rezultînd următorii termeni LS: (3, 1); (3, 0); (2, 1); (2, 0); (1, 1) și (1, 0). La rîndul lor fiecare termen corespunde la mai mulți multipleți. Astfel termenul (3. 1) este format din multipleții caracterizați prin $J=4, 3, 2$.

Diagrama nivelelor energetice este prezentată în fig. 3.100. Nivelele au fost notate cu simbolurile prezentate la studiul atomului de hidrogen. Se observă că multipleții corespunzători unui același termen formează cîte un grup, diferența de energie dintre aceste grupuri fiind mai mare decît cea dintre doi multipleți alăturați corespunzători unui aceluiași termen.

În cazul cuplajului (**j,j**) determinăm valorile numerelor cuantice j pentru fiecare electron. Primul electron se caracterizează prin $j_1=5/2, 3/2$ iar cel de al doilea prin $j_2=3/2, 1/2$. Rezultă astfel următoarele combinații (j_1, j_2): (5/2, 3/2); (5/2, 1/2); (3/2, 3/2) și (3/2, 1/2).

În continuare pentru fiecare combinație determinăm valorile numărului cuantic J al atomului. Astfel pentru prima combinație rezultă $J=4, 3, 2, 1$. Nivelele ener-

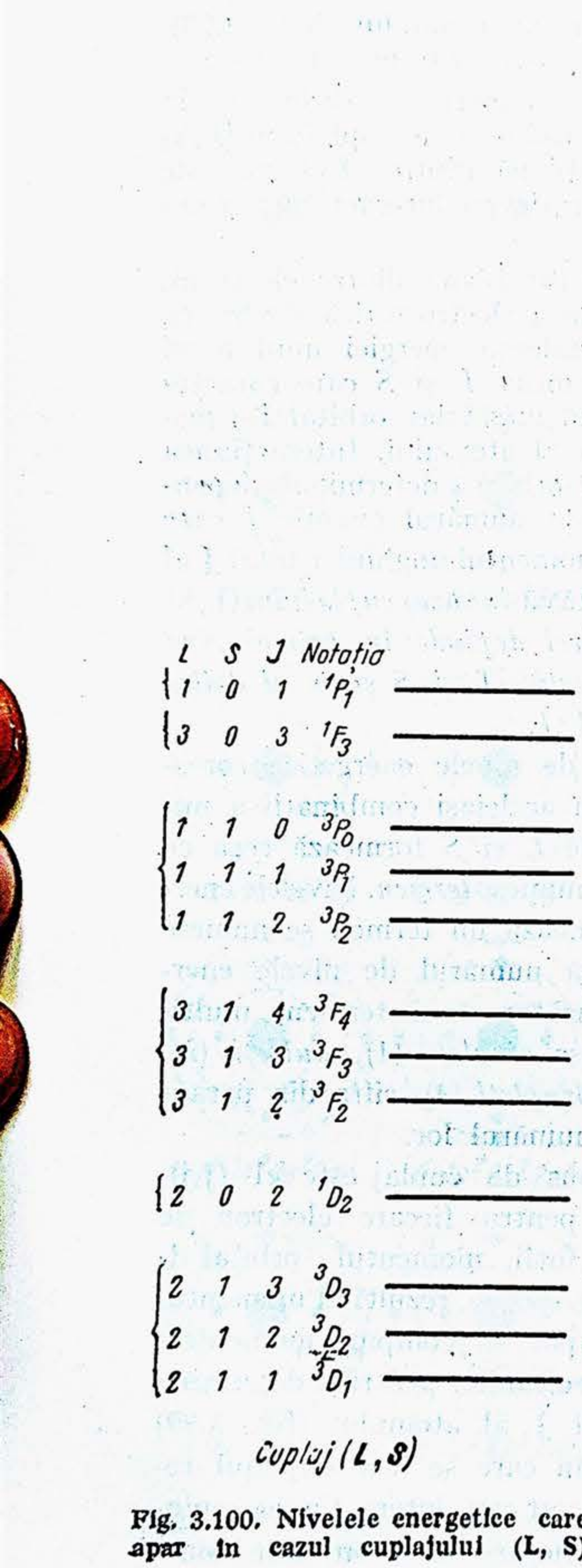


Fig. 3.100. Nivelele energetice care apar în cazul cuplajului (L, S)

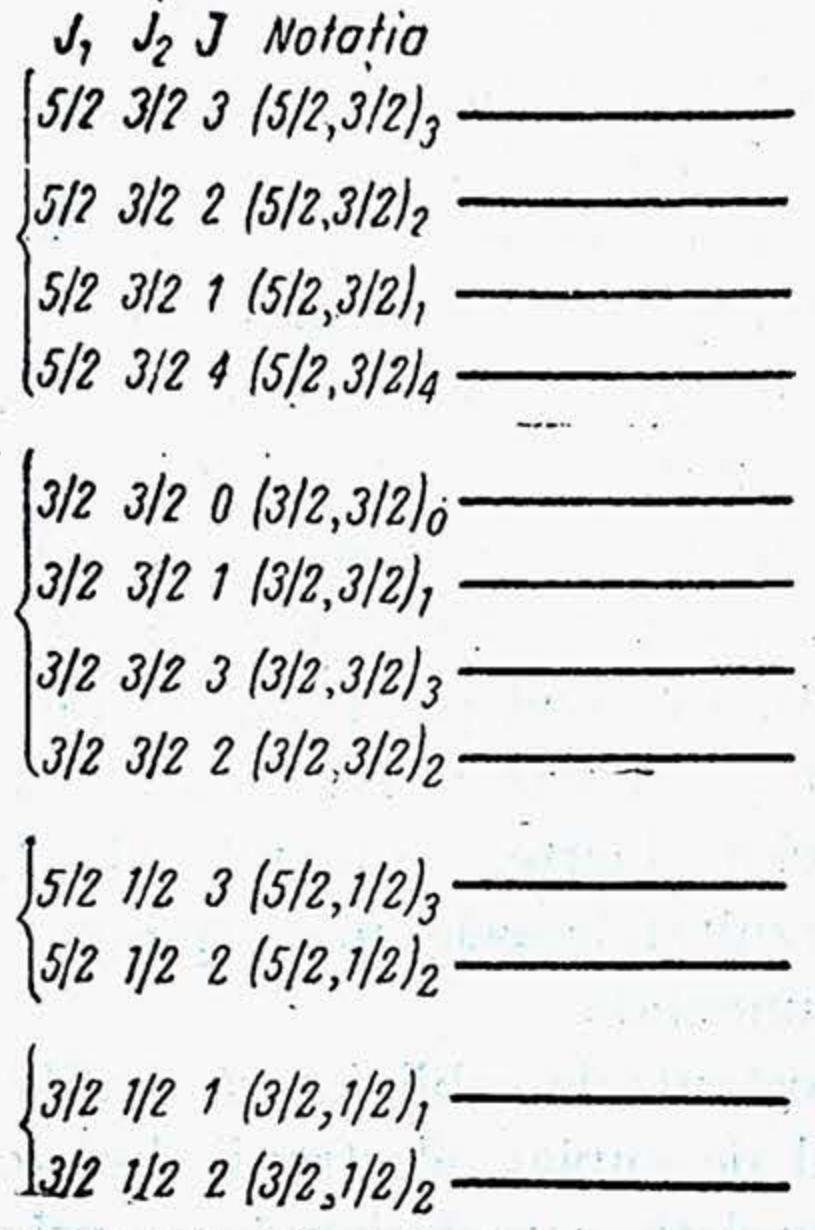


Fig. 3.101. Nivelele energetice care apar în cazul cuplajului (j, j)

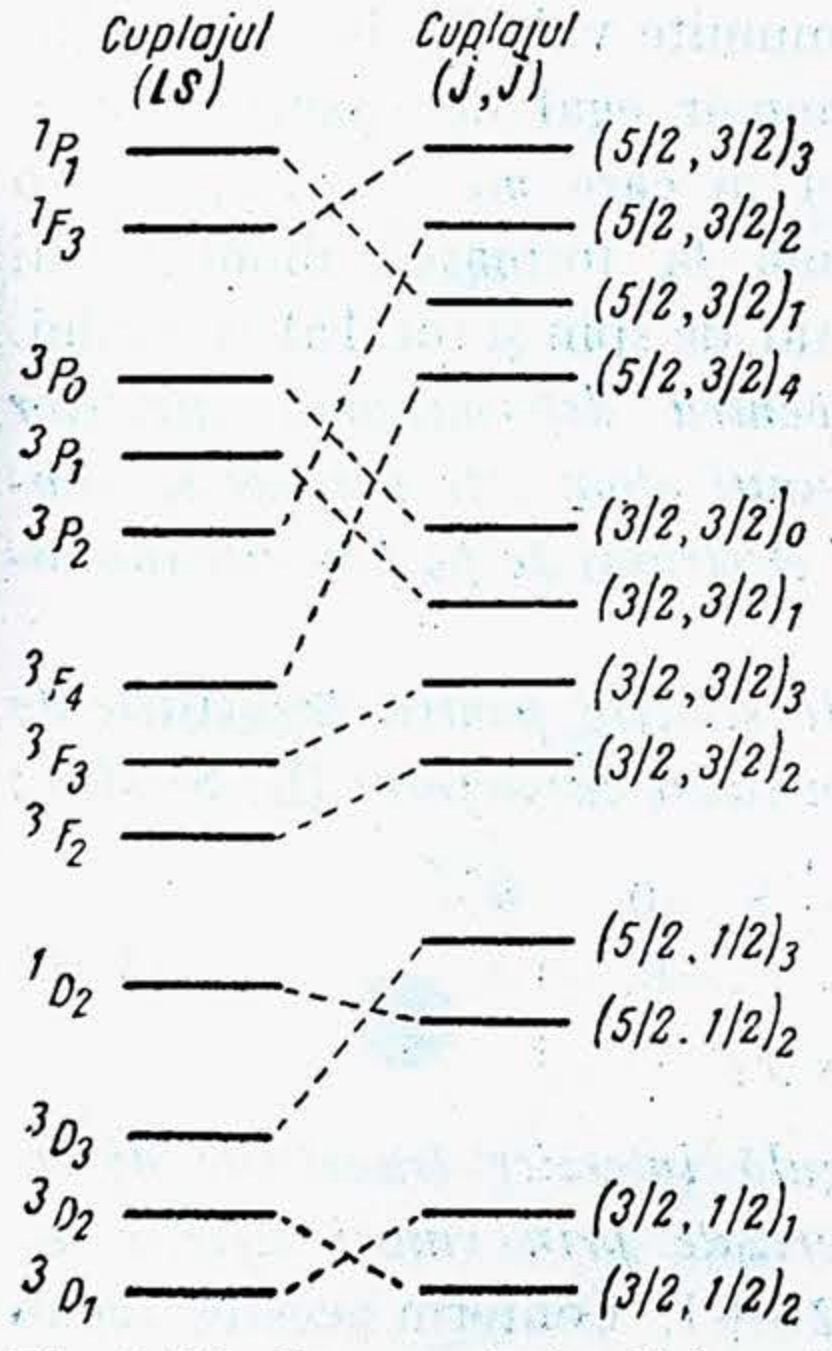


Fig. 3.102. Corespondența dintre nivelele reprezentate în fig. 3.100 și 3.101

getice sînt reprezentate în fig. 3.101. Nivelele au fost notate prin simbolul $(j_1, j_2)_J$ adică paranteza cuprinde valorile numerelor cuantice j_1, j_2 la care se adaugă ca indice inferior valoarea lui J.

Se observă că nivelele enertetice caracterizate prin aceleași valori ale combinației (j_1, j_2) formează grupuri. De asemenea diferența de energie dintre 2 grupuri este mai mare decît cea dintre două nivele alăturate corespunzătoare aceluiași grup.

Pentru a se observa mai ușor diferențele dintre pozițiile pe care le ocupă nivelele energetice în cazul celor două tipuri de cuplaje, în fig. 3.102 au fost trasate linii punctate între nivelele corespunzătoare.

Alături de aceste două tipuri de cuplaj, pot să mai apară și multe altele intermediare.

O asemenea situație apare de exemplu în cazul atomului de neon. În starea fundamentală neonul are structura electronică $Ne: 1s^2\ 2s^2\ 2p^6$. Se observă că ultima subpătură $2p$ este complet ocupată. În consecință starea fundamentală a neonului se caracterizează prin nivelul 1^1S. Nivelele energetice superioare următoare apar în cazul în care un electron din ultima subpătură $2p$ trece pe o subpătură superioară rezultînd configurațiile electronice $1s^2\ 2s^2\ 2p^5\ 3s$, $1s^2\ 2s^2\ 2p^5\ 4s$ etc, sau $1s^2\ 2s^2\ 2p^5\ 3p$, $1s^2\ 2s^2\ 2p^5\ 4p$ etc. sau $1s^2\ 2s^2\ 2p^5\ 3d$, $1s^2\ 2s^2\ 2p^5\ 4d$ etc, ș.a.m.d.

În aceste configurații electronice, cinci electroni echivalenți se află pe o subpătură $2p$ și un electron excitat pe o subpătură superioară. Cum este și firesc cei cinci electroni echivalenți se combină între ei prin cuplajul (L,S) rezultînd anumite valori

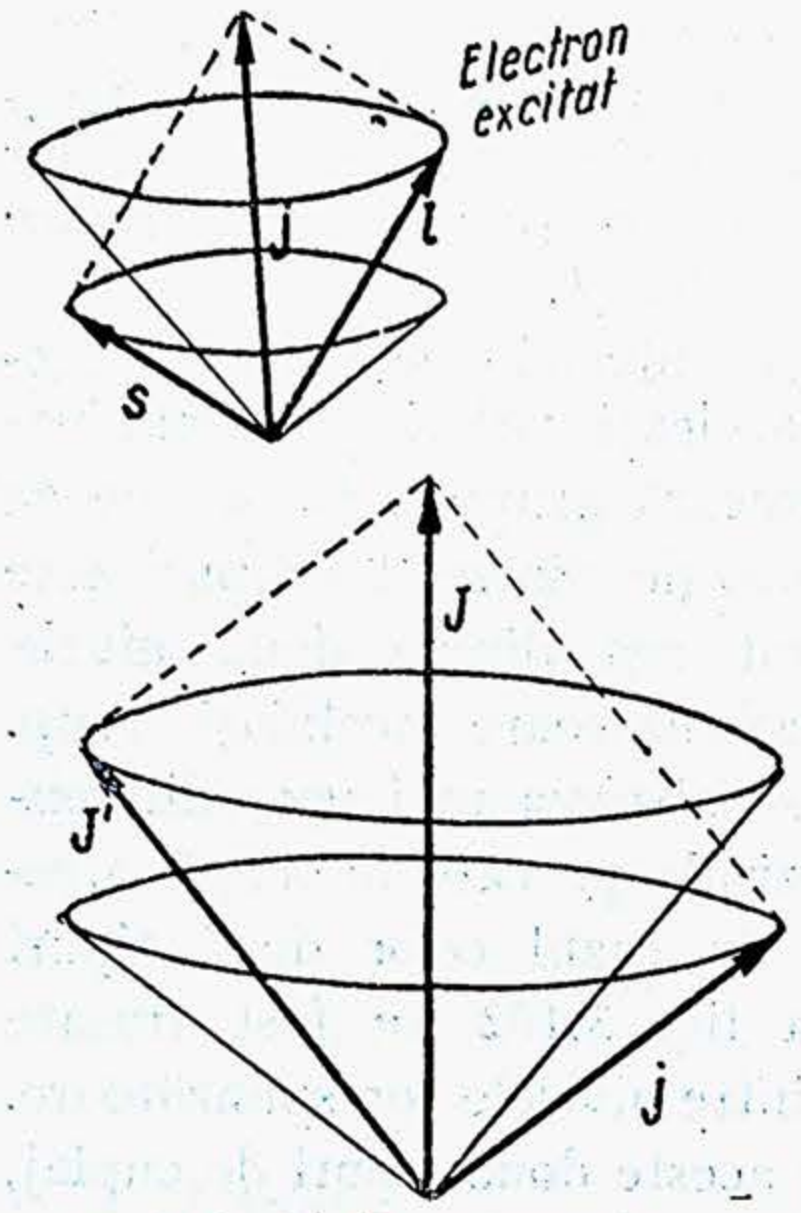
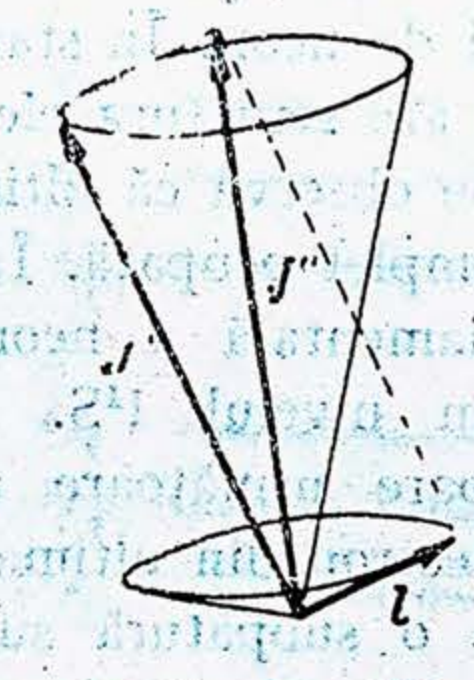


Fig. 3.103. Cuplajul (J,j)



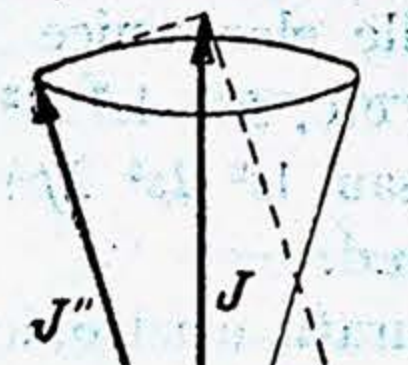


Fig. 3.104. Cuplajul (J,l)

ale vectorului **J'**. În continuare am avea două posibilităţi de cuplaj. Astfel am putea cupla vectorul **J'** cu vectorul **j** care caracterizează electronul excitat (**j**=**l**+**s**), rezultînd cuplajul (**J**, **j**) fig. 3.103) sau am putea cupla vectorul **J'**, cu vectorul **l** a electronului excitat, iar vectorul **J''** astfel obţinut să-l combinăm cu spinul **s** al electronului excitat, rezultînd un cuplaj de tip (**J**, **l**) (fig. 104). În cazul particular al neonului, precum şi în cazul mai general al atomilor gazelor inerte, cuplajul (**J**, **l**) conduce la rezultatele cele mai apropiate de cele experimentale.

Este important de subliniat că indiferent de modul de cuplaj, electronii dintr-o subpătură completă caracterizîndu-se prin toate valorile posibile ale lui m_l, corespunzătoare unei anumite valori a lui l, precum şi printr-un număr egal de cazuri în care $m_s=1/2$ cu cel în care $m_s=-1/2$, dau o contribuţie nulă la formarea momentului unghiular orbital, de spin şi total al atomului. Rezultă că *pentru determinarea nivelelor energetice ale unui atom este necesar să considerăm numai electronii de pe păturile incomplete.*

Regulile de selecţie pentru tranziţiile de dipol electric în cazul cuplajului (**L**, **S**) *sînt :*

$$\begin{aligned} \Delta S &= S_2 - S_1 = 0 \\ \Delta L &= L_2 - L_1 = 0, \pm 1 \\ \Delta J &= J_2 - J_1 = 0, \pm 1 \end{aligned} \qquad (3.10)$$

Prima regulă interzice tranziţiile dintre nivelele caracterizate prin valori diferite ale multiplicităţii $2S+1$. Conform acestei reguli *se pot combina între ele numai nivelele de singleţi, respectiv numai cele de tripleţi* etc.

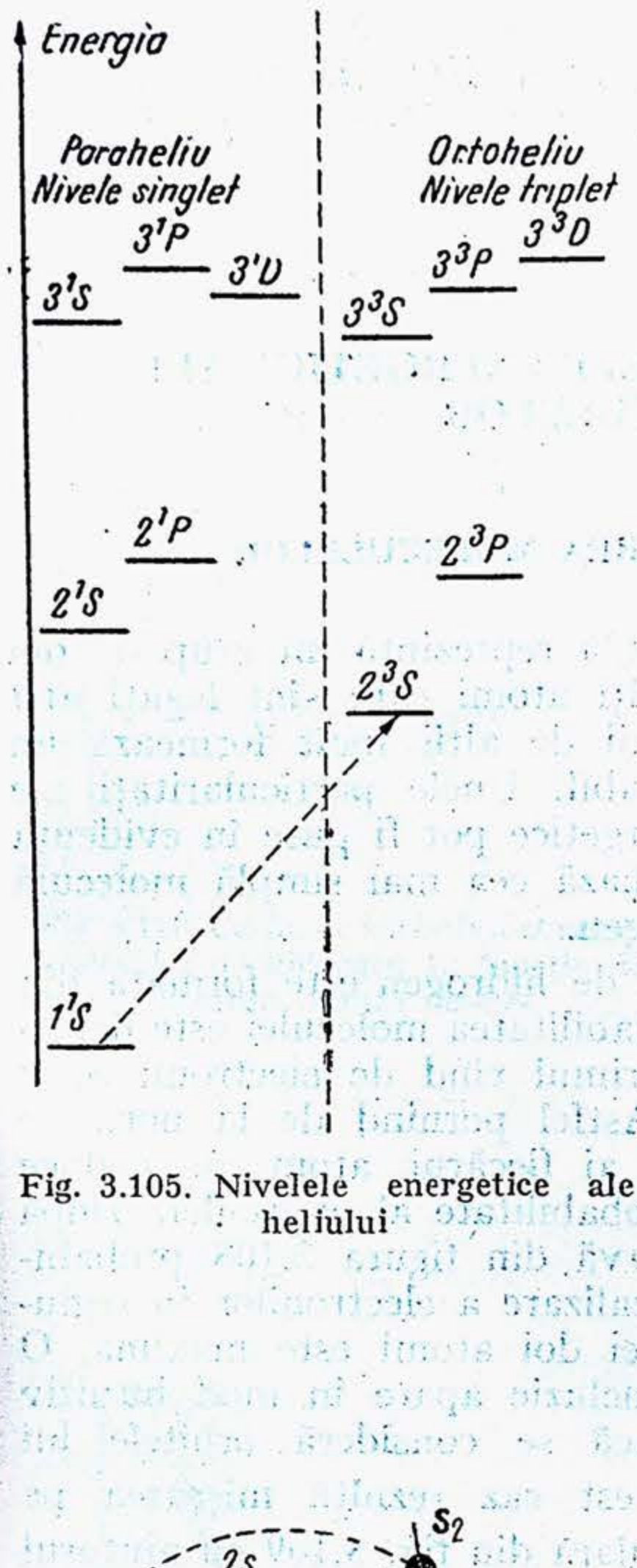


Fig. 3.105. Nivelele energetice ale heliului

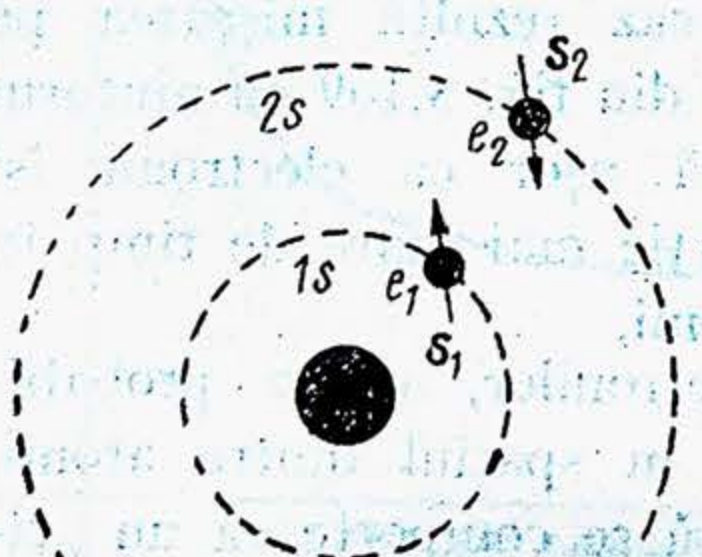


Fig. 3.106. Atom excitat de paraheliu

Astfel în fig. 3.105 au fost reprezentate tranzițiile permise în cazul atomului de heliu. Heliul are numai doi electroni. În starea fundamentală ei se află pe subpătura 1*s*. Pe o subpătură de tip *s* se pot afla maximum 2 electroni. Rezultă că subpătura 2*s* este completă ceea ce înseamnă că $L=0$ $S=0$ $J=0$ adică stării fundamentale a heliului îi corespunde nivelul 1^1S_0.

În cazul în care atomul este excitat, unul din electroni trece pe o subpătură superioară. Subpătura imediat superioară este 2*s*. Electronul de pe această subpătură poate fi caracterizat prin seturile de numere cuantice [2, 0, 0, +1/2] sau [2, 0, 0, — 1/2]. Electronul de pe subpătura inferioară 1*s* poate fi caracterizat de asemenea prin două seturi de numere cuantice [1, 0, 0, +1/2] și [1, 0, 0, — 1/2]. Rezultă că numărul cuantic orbital L al atomului este egal cu zero ($L=0$) iar cel de spin S poate avea valorile $S=0$ și $S=1$ după cum cei doi electroni au spinii paraleli sau respectiv antiparaleli. Se formează astfel două tipuri nivele caracterizate prin multiplicități diferite și anume nivele de singleți caracterizate prin $2S+1=0$, în care caz spinii electronilor se dispun antiparalel, și respectiv nivele de tripleți caracterizate prin $2S+1=3$, în care caz spinii se orientează paralel.

Regula de selecție $\Delta S=0$ interzice tranzițiile dintre nivele cu multiplicități diferite. Rezultă că *un atom care se află pe un nivel singlet nu poate să treacă pe un nivel triplet și invers.*

Cele două specii au căpătat chiar denumiri diferite. Astfel se deosebesc atomi de *paraheliu* caracterizați prin nivele singlet și *ortoheliu* prin nivele triplet (fig. 3.106 și 3.107)

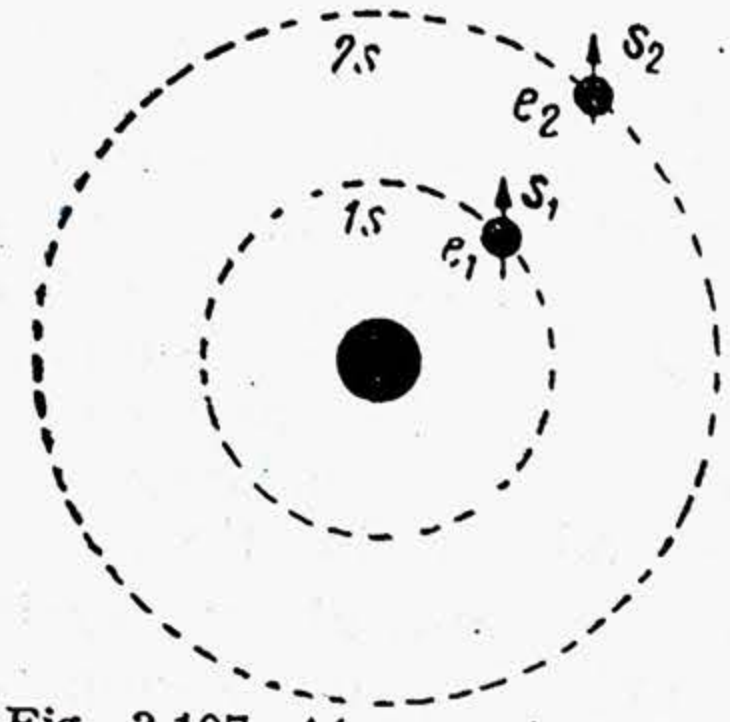


Fig. 3.107. Atom excitat de ortoheliu

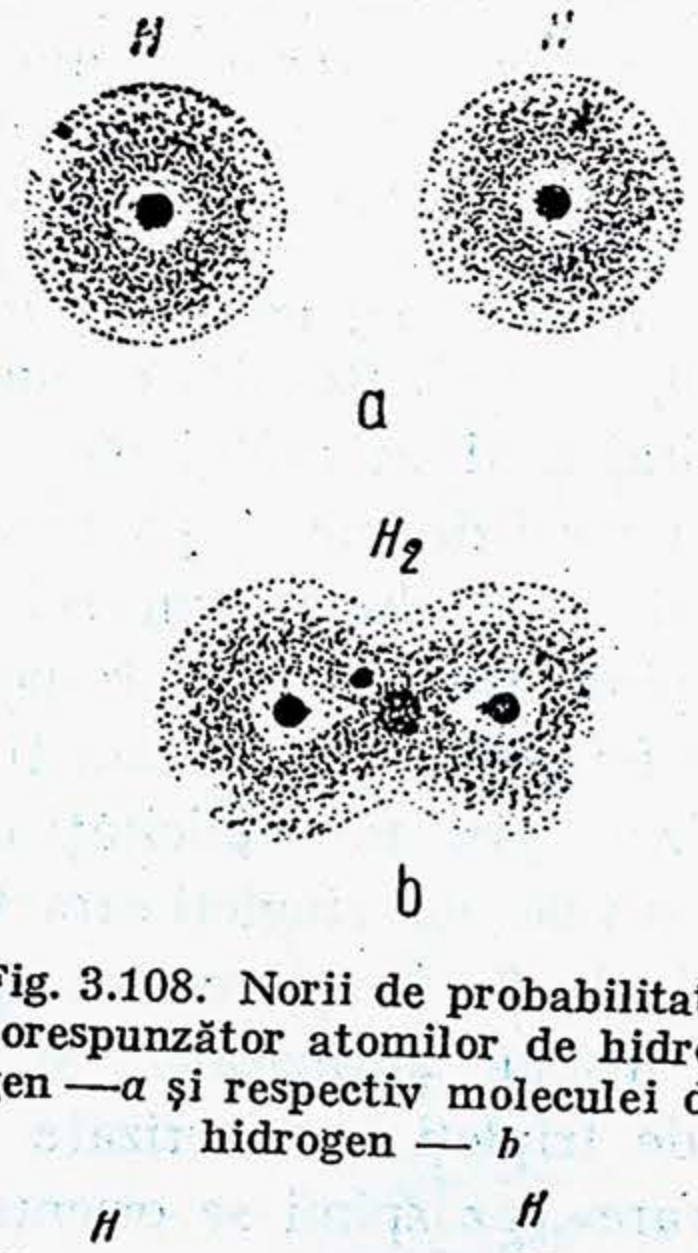


Fig. 3.108. Norii de probabilitate corespunzător atomilor de hidrogen —*a* şi respectiv moleculei de hidrogen — *b*

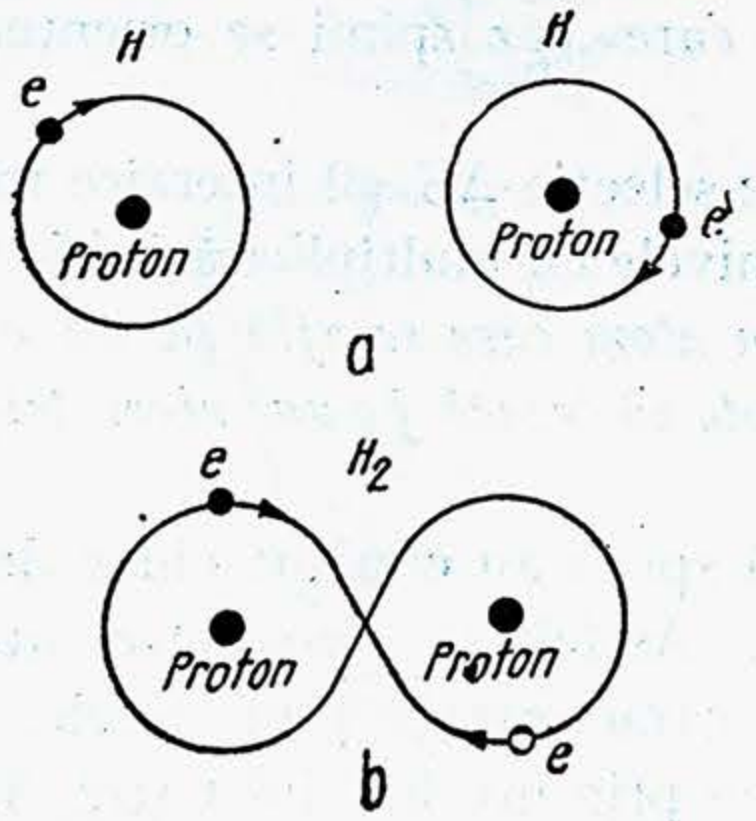


Fig. 3.109. Traiectoria electronilor în atomi — *a* respectiv în molecula de hidrogen — *b* din punctul de vedere la fizicii clasice

Regula de selecţie $\Delta S=0$ *arată deci că la o tranziţie de dipol electric nu se poate modifica orientarea reciprocă a spinilor electronilor*

3.4. NIVELELE ENERGETICE ALE MOLECULELOR

3.4.1. FORMAREA MOLECULELOR

O moleculă reprezintă un grup de doi sau mai mulţi atomi care sînt legaţi atît de strîns unii de alţii încît formează un ansamblu stabil. Unele particularităţi ale nivelelor energetice pot fi puse în evidenţă dacă se studiază cea mai simplă moleculă cea de hidrogen.

Molecula de hidrogen este formată din doi atomi. Stabilitatea moleculei este determinată în primul rînd de electronii celor doi atomi. Astfel pornind de la norii de probabilitate ai fiecărui atom se deduce norul de probabilitate al moleculei. După cum se observă din figura 3.108 probabilitatea de localizare a electronilor în regiunea dintre cei doi atomi este maximă. O asemenea concluzie apare în mod intuitiv mai clar dacă se consideră orbitele lui Bohr. În acest caz rezultă mişcarea pe orbita moleculară din fig. 3.109 cu ajutorul căreia se observă uşor că electronii îşi „petrec" o proporţie mai mare de timp în spaţiul dintre atomi.

Prezenţa electronilor, cu o probabilitate mai mare în spaţiul dintre atomi, determină ca ei să se comporte ca un „ciment de legătură" între nuclee.

Fenomenele apar mai clar dacă se determină energia moleculei. Datorită masei mult mai mari, nucleele execută o mişcare

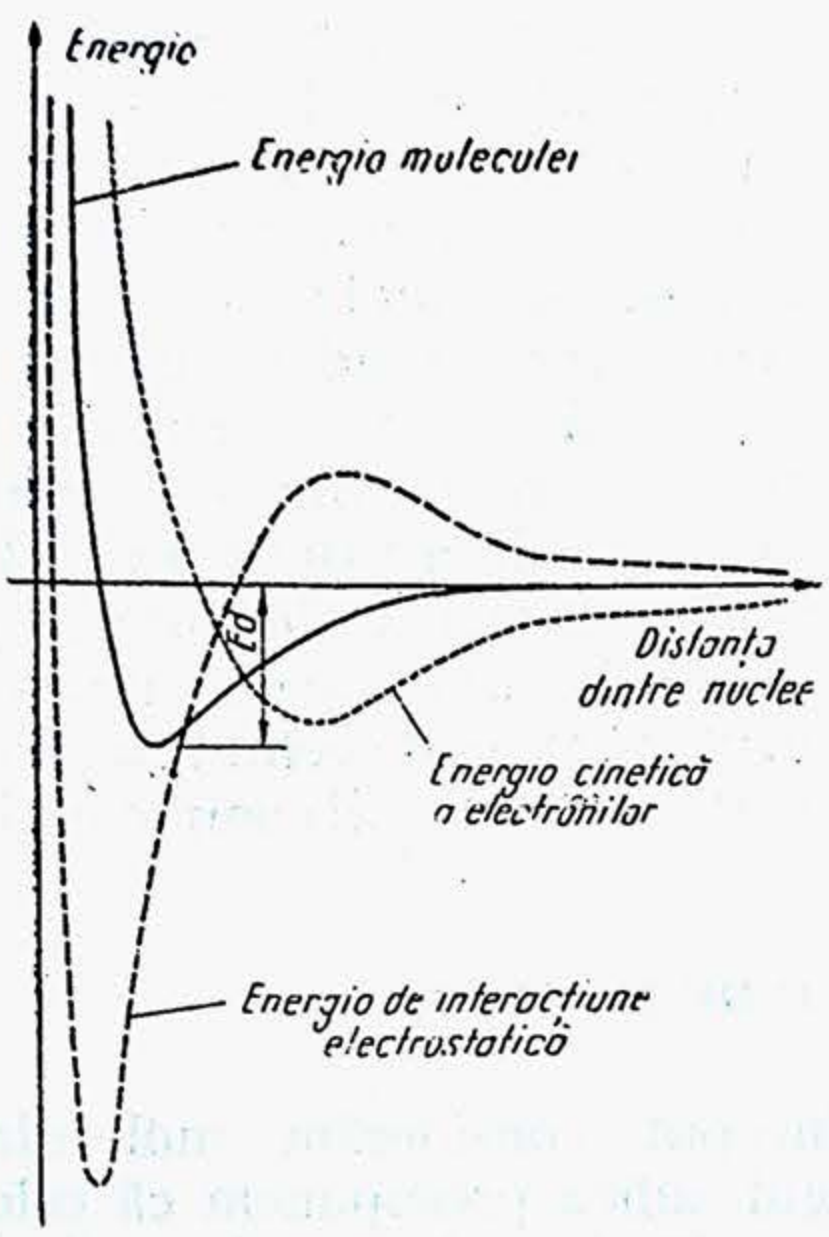


Fig. 3.110. Curba de variație a energiei moleculei de hidrogen în funcție de distanța dintre nuclee

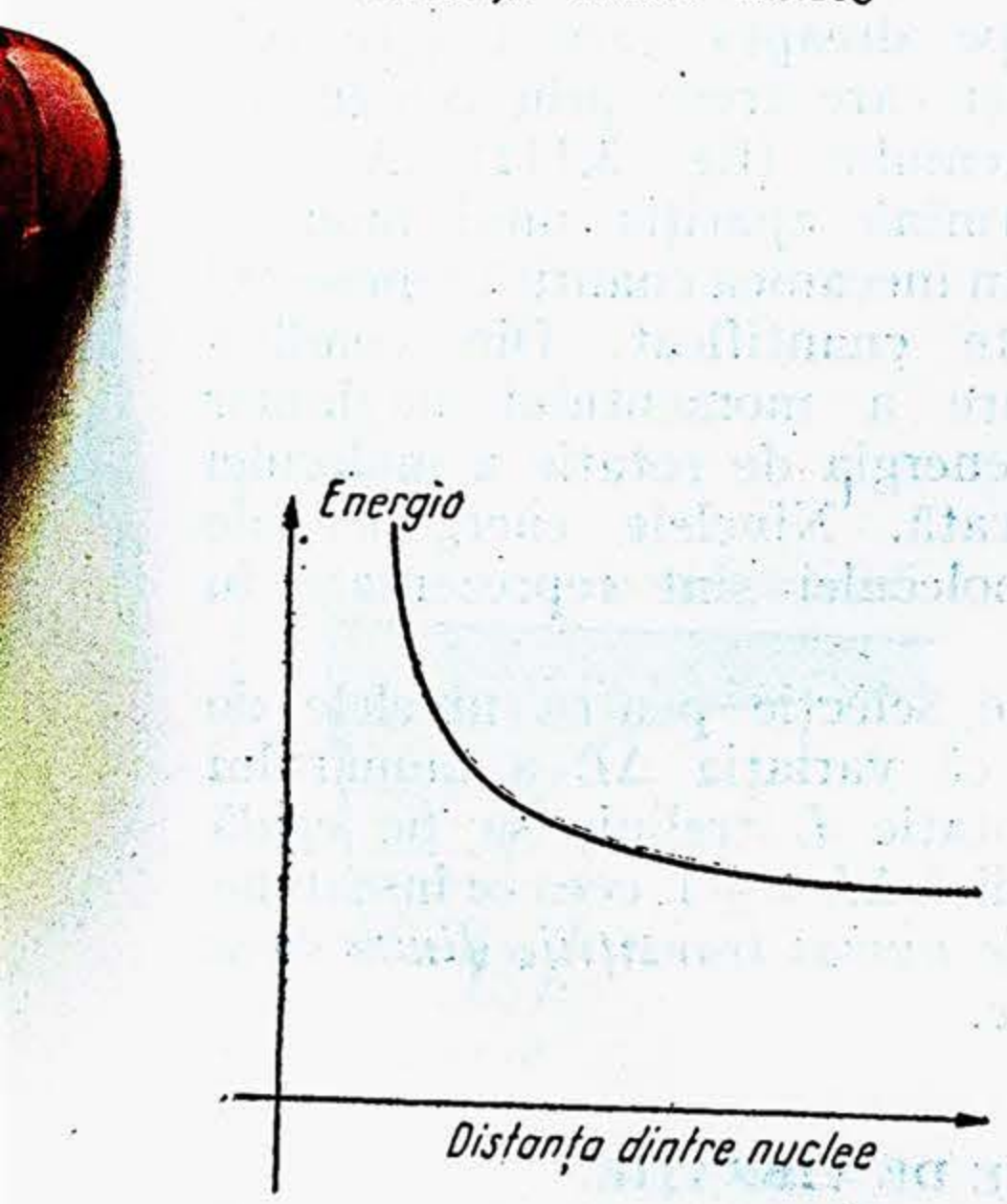


Fig. 3.111. Curba de variație a energiei potențiale cu distanța dintre nuclee în cazul în care nu se formează o moleculă stabilă

mult mai lentă decît cea a electronilor. Aceasta ne permite să determinăm energia moleculei în funcție de distanța dintre nuclee, pe care le considerăm fixe, urmînd să vedem apoi ce influență are mișcarea acestora. Dacă nucleele au o poziție fixă în spațiu, atunci energia moleculei se compune din energia de interacțiune electrostatică dintre nuclee, dintre electroni și dintre nuclee și electroni, la care se adaugă energia cinetică a electronilor, evident energia cinetică a nucleelor fiind nulă. Energiile de interacțiune electrostatică au un caracter potențial deoarece depind de pozițiile relative ale nucleelor și electronilor. Curba de variație a acestei componente cu distanța dintre nuclee este reprezentată în fig. 3.110 prin linie întreruptă. Evident la distanțe foarte mari această energie este nulă. Pentru distanțe foarte mici această energie tinde către infinit datorită puternicei repulsii electrostatice dintre nucleele pozitive. După cum se observă această energie prezintă un minim foarte pronunțat.

Curba de variație a energiei cinetice a electronilor este reprezentată prin linie punctată. Raționamente pe care nu le vom reproduce arată că și curba de variație a energiei cinetice prezintă un minim.

Adunînd cele două curbe se obține curba de variație a energiei moleculei cu distanța dintre nuclee. Curba prezintă un minim. Avînd în vedere că orice sistem fizic tinde să ajungă în starea cu energie minimă rezultă că distanța dintre nucleele moleculei de hidrogen este egală cu valoarea corespunzătoare minimului energiei. Valoarea minimă a energiei reprezintă energia de disociere E_d, adică energia care trebuie furnizată moleculei pentru ca ea să se descompună în doi atomi neutri.

În alte cazuri s-ar putea să nu se obțină o curbă cu un minim, ci una ca cea din fig. 3.111. În acest caz nu se poate forma o moleculă stabilă, deoarece energia

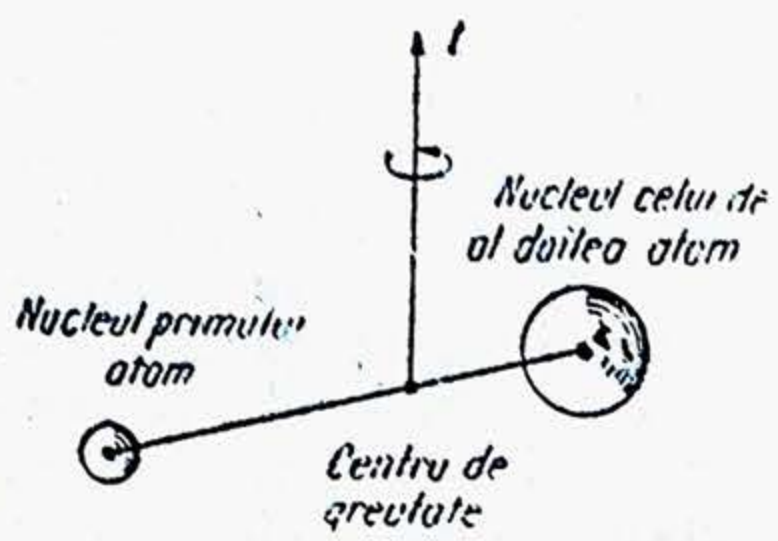


Fig. 3.112. Rotația unei molecule biatomice

minimă a sistemului corespunde cazului în care atomii componenți se află la o distanță infinită între ei. O asemenea situație se întîlnește în cazul atomilor gazelor inerte, care nu formează molecule stabile.

În continuare vom studia nivelelor energetice ale moleculelor. Vom considera o moleculă biatomică formată din doi atomi diferiți. Vom începe prin a studia nivelele energetice create de mișcarea de rotație a moleculei, apoi cele determinate de vibrația nucleelor în jurul poziției de echilibru și în sfîrșit cele generate de electronii componenți.

3.4.2. NIVELELE DE ROTAȚIE

Pentru început considerăm molecula ca un corp rigid, adică presupunem că cele două nuclee se află întotdeauna la aceiași distanță între ele. În aceste condiții molecula se poate roti în jurul oricărei axe perpendiculară pe dreapta care unește cele două nuclee și care trece prin centrul de masă al sistemului (fig. 3.112). Această mișcare determină apariția unui moment unghiular **L**. În mecanica cuantică momentul unghiular este cuantificat. Din condiția de cuantificare a momentului unghiular se obține că energia de rotație a moleculei este cuantificată. Nivelele energetice de rotație ale moleculei sînt reprezentate în fig. 3.113.

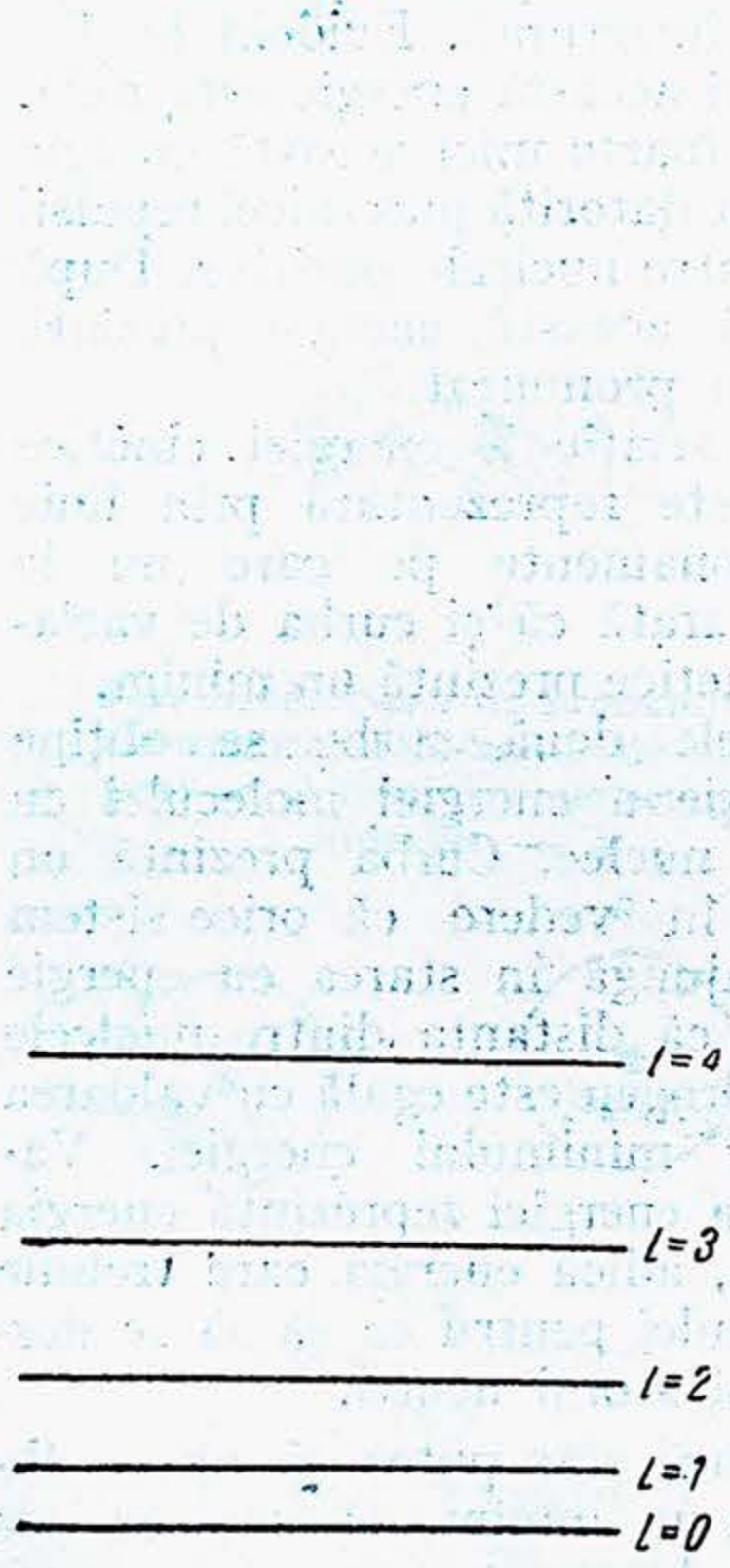


Fig. 3.113. Nivelele de rotație ale unei molecule biatomice

Regula de selecție pentru nivelele de rotație arată că variația ΔL a numărului cuantic de rotație L trebuie să fie egală cu unitatea, adică $\Delta L = \pm 1$, ceea ce înseamnă că *sînt posibile numai tranzițiile dintre două nivele alăturate.*

3.4.3. NIVELELE DE VIBRAȚIE

În paragraful precedent s-a considerat că nucleele păstrează o distanță fixă între ele. Ele pot însă vibreze în jurul poziției

de echilibru. În cele ce urmează vom studia mișcarea de vibrație a nucleelor, presupunînd că molecula păstrează o orientare fixă în spațiu.

Determinarea nivelelor de vibrație ale unei molecule biatomice necesită cunoașterea curbei de variație a energiei potențiale a nucleelor în funcție de distanța dintre ele. Avînd în vedere modul cum a fost determinată curba de variație a energiei moleculei în funcție de distanța dintre nuclee, rezultă că aceasta reprezintă pentru nuclee chiar energia potențială. Într-adevăr această curbă a fost determinată presupunînd că nucleele sînt în repaus, în ea incluzîndu-se și energia cinetică a electronilor care depinzînd de distanța dintre nuclee, aduce o contribuție la energia potențială pe care o au nucleele.

În consecință este necesar să integrăm ecuația lui Schrödinger pentru curba de variație a energiei potențiale din fig. 3.114. Calculele, care în acest caz sînt mai dificile fiind determinate de legea mai complicată de variație cu distanța a energiei potențiale, conduc la nivelele energetice din fig. 3.114. Se obțin o serie de nivele care numai sînt echidistante ca în cazul oscilatorului armonic, ci care se apropie treptat pe măsură ce ne apropiem de limita de disociere a moleculei. La limită, cînd energia devine cu puțin mai mare decît valoarea de disociere, molecula se desface în cei doi atomi componenți care evoluînd liber în spațiu pot avea orice energie ceea ce explică apariția benzii continue din regiunea superioară.

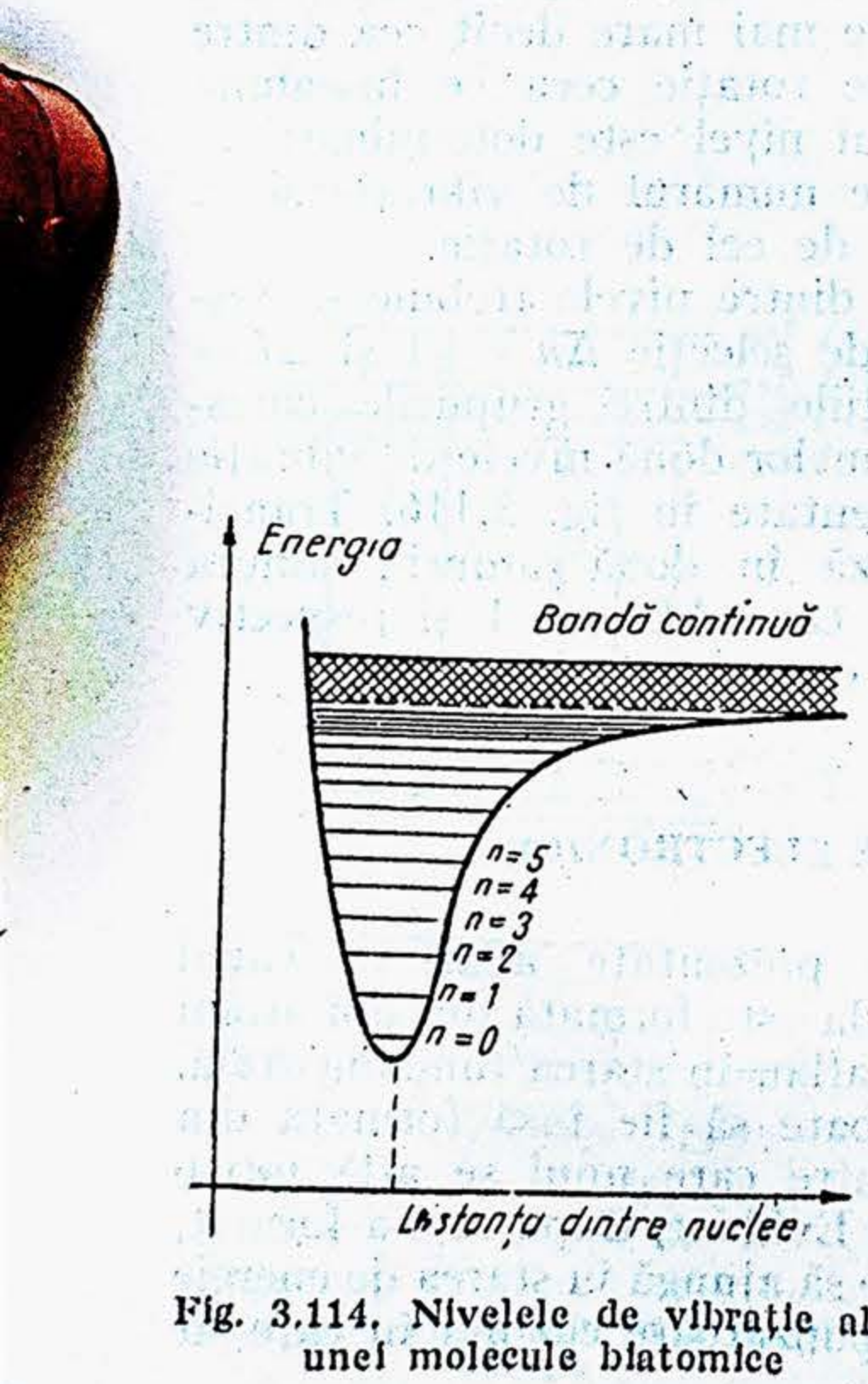


Fig. 3.114. Nivelele de vibrație ale unei molecule biatomice

Regula de selecție arată că în acest caz sînt posibile tranzițiile în care variația Δn a numărului cuantic de vibrație n este egală cu unitatea adică $\Delta n = n_2 - n_1 = \pm 1$. Rezultă că *sînt posibile numai tranzițiile între două nivele alăturate.*

3.4.4. TRANZIȚIILE DE VIBRAȚIE-ROTAȚIE

În paragrafele precedente s-au studiat separat cele două mișcări. Aceste mișcări au loc însă simultan, ceea ce înseamnă că într-o anumită stare, energia moleculei este egală cu suma dintre energia de rotație și cea de vibrație, făcînd deocamdată abstracție de energia electronilor. În consecință, într-o anumită stare energia moleculei este determinată atît de numărul cuantic L de rotație cît și de numărul cuantic n de vibrație. Pentru a determina structura nivelelor energetice ale moleculei în cazul în care sînt prezente atît mișcarea de rotație cît și cea de vibrație trebuie să adunăm energiile celor două nivele. Această operație a fost făcută în fig. 3.115. Se observă că distanța dintre două nivele energetice de vibrație este mai mare decît cea dintre două nivele de rotație ceea ce înseamnă că energia unui nivel este determinată în primul rînd de numărul de vibrație și în al doilea rînd de cel de rotație.

Tranzițiile dintre nivele trebuie să respecte regulile de selecție $\Delta n = \pm 1$ și $\Delta L = \pm 1$. Tranzițiile dintre grupurile corespunzătoare primelor două nivele de vibrație au fost reprezentate în fig. 3.116. Tranzițiile se grupează în două ramuri: ramura P în cazul în care $\Delta L = -1$ și respectiv R în cazul în care $\Delta L = +1$.

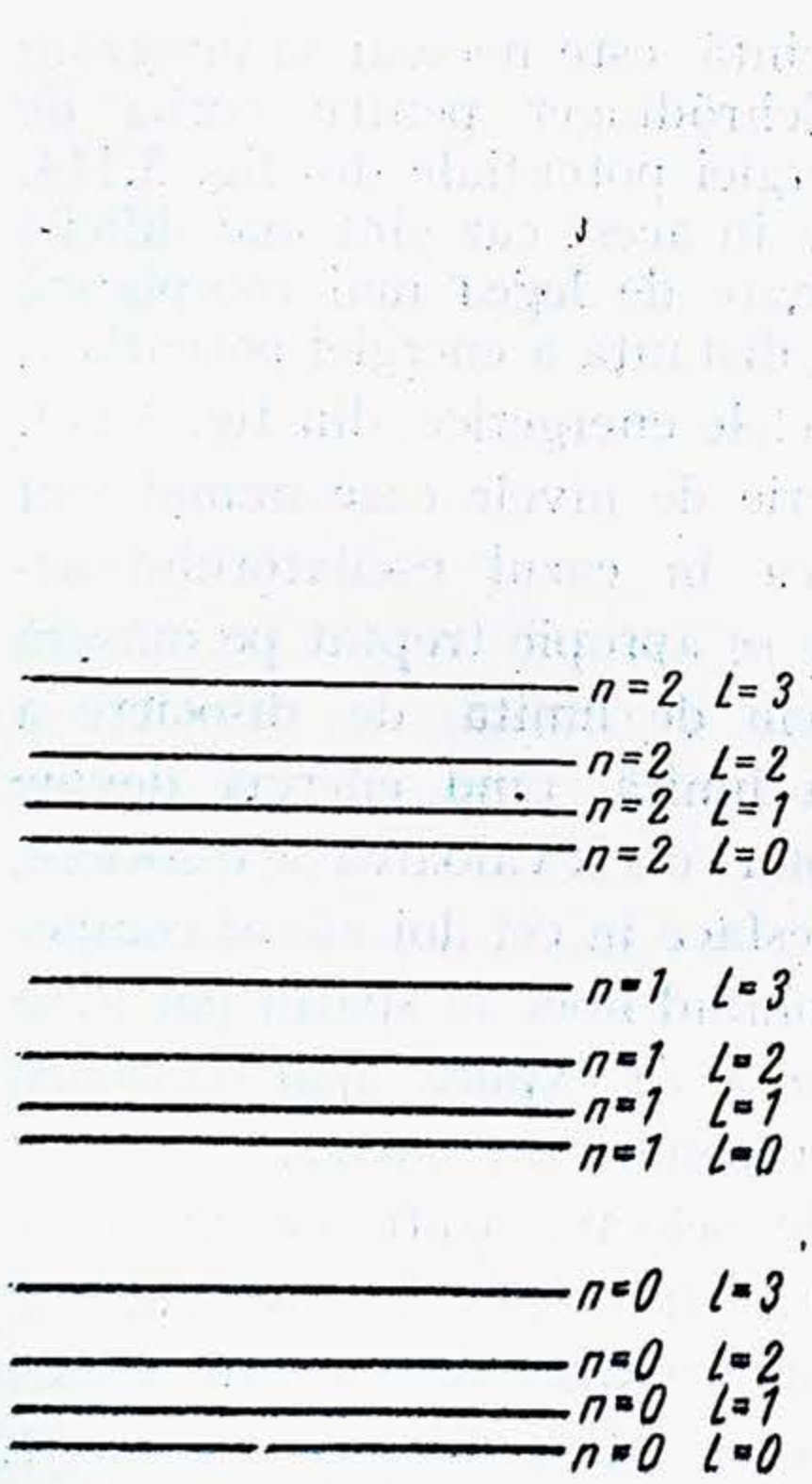


Fig. 3.115. Nivelele de vibrație — rotație ale unei molecule biatomice

3.4.5. NIVELELE ELECTRONICE

Tranzițiile prezentate apar în cazul în care molecula este formată din doi atomi care inițial se aflau în starea fundamentală. O moleculă poate să fie însă formată din doi atomi, dintre care unul se află într-o stare excitată. Evident, după ce s-a format, molecula tinde să ajungă în starea de energie minimă, corespunzătoare cazului în care ar

fi fost formată din doi atomi în starea fundamentală.

Dacă se păstrează aceiași convenție, atunci energia corespunzătoare distanței infinite dintre nuclee în cazul în care unul dintre atomi este inițial excitat nu mai este nulă. Ea este egală cu energia corespunzătoare cu care a fost excitat atomul respectiv.

Particularitățile tranzițiilor care apar în acest caz sînt determinate de *principiul lui Franck-Condon*. Conform acestui principiu, *în timpul tranziției dintre două stări electronice ale moleculei, distanța dintre nuclee rămîne constantă*. Aceasta se datorește faptului că nucleele au o mișcare mult mai lentă decît cea a electronilor, din cauza masei lor mult mai mari.

Esența principiului lui Franck-Condon poate fi urmărită cu ajutorul fig. 3.117 în care prin S_0 și S_1 au fost notate curbele de variație ale energiei cu distanța dintre nuclee, în cazul în care aceasta este formată din cei doi atomi inițial ambii în starea fundamentală, respectiv în cazul în care unul dintre atomii componenți se află într-o stare excitată. Cele două curbe sînt în general diferite, adică una nu poate fi dedusă din cealaltă printr-o simplă modificare a poziției. Pe cele două curbe au fost trasate nivelele de vibrație. La scara la care este făcută figura nu pot fi reprezentate nivelele de rotație, deoarece distanța dintre ele este foarte mică.

În conformitate cu principiul lui Franck-Condon sînt posibile numai tranzițiile reprezentate prin săgeți verticale, deoarece numai în acest caz distanța dintre nuclee rămîne constantă.

Să presupunem că în starea electronică excitată, molecula se află pe nivelul de vibrație caracterizat prin $n=0$. Avînd în vedere că în timpul mișcării vibratorii

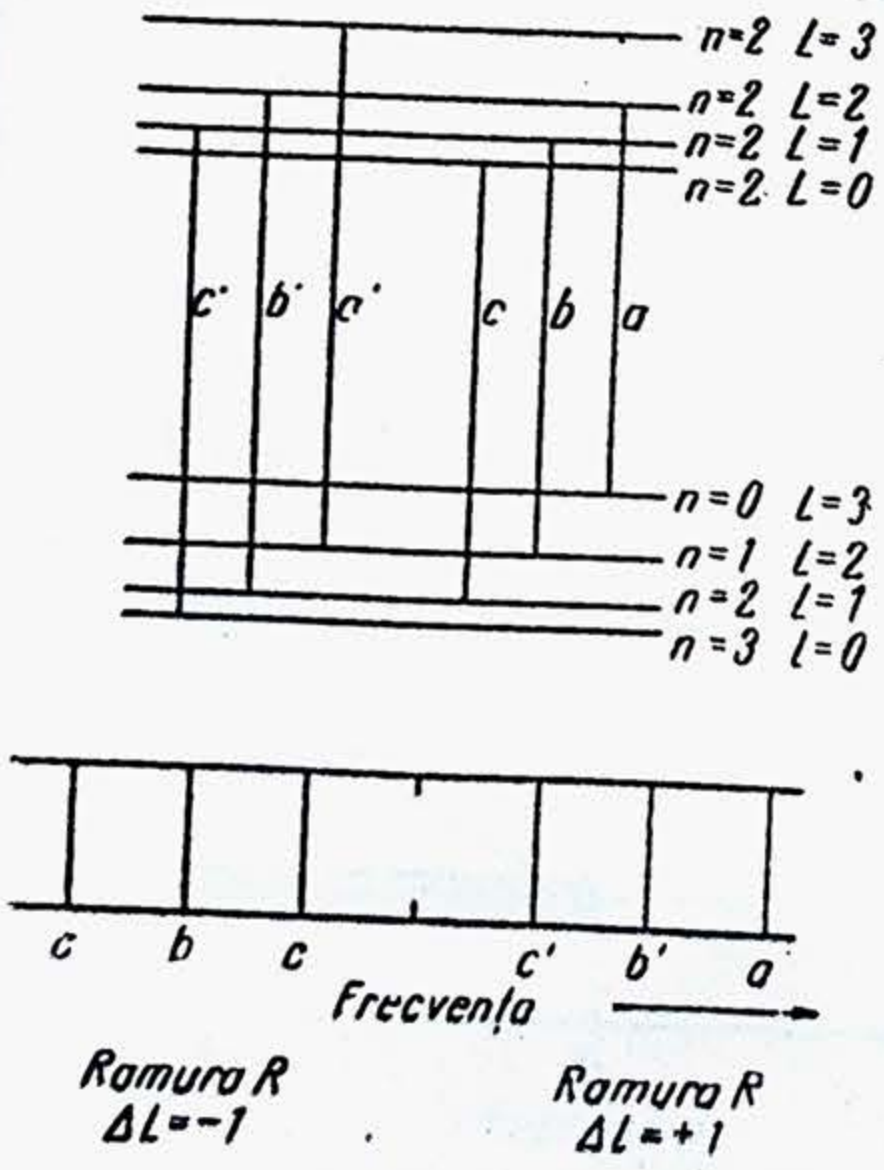


Fig. 3.116. Tranzițiile de vibrație — rotație

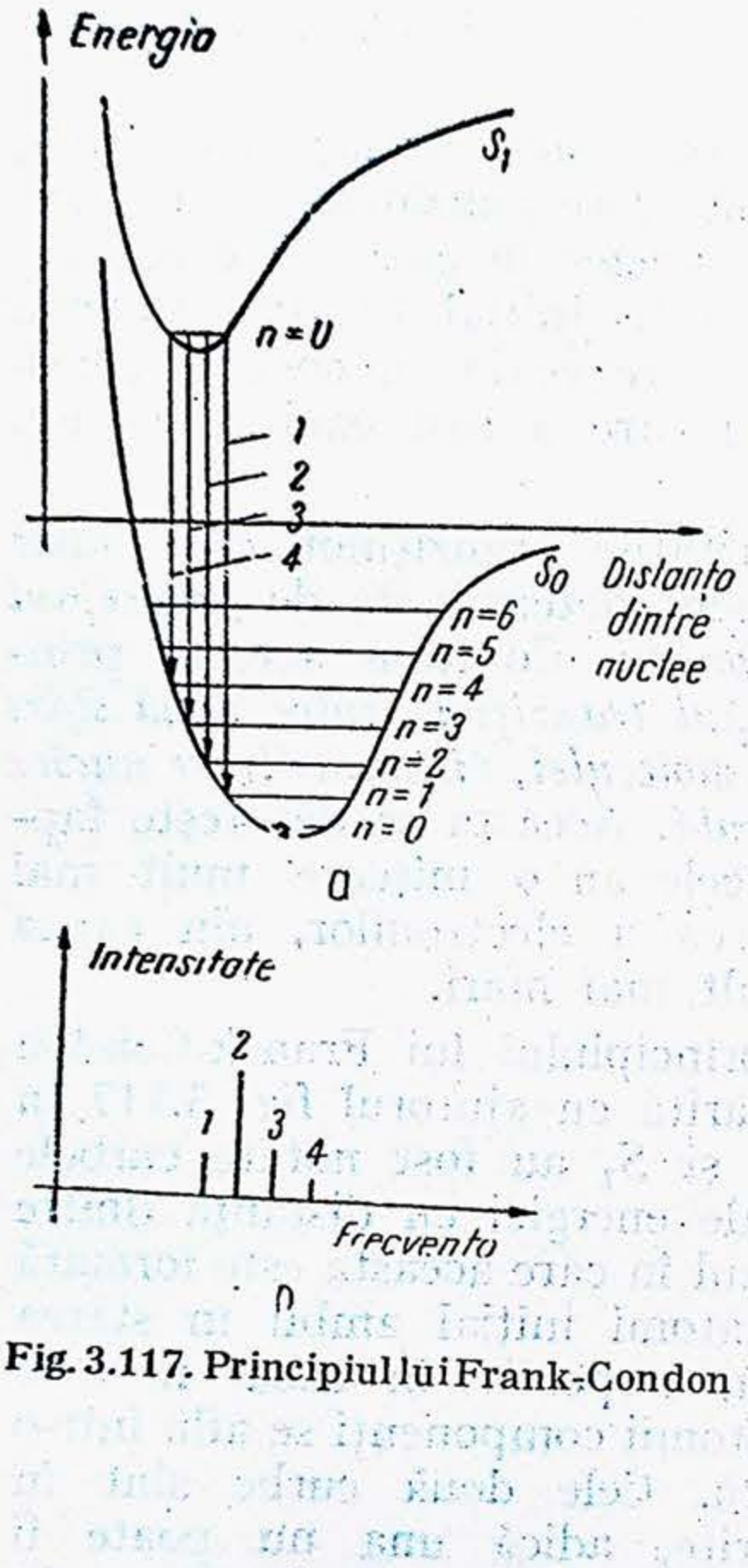


Fig. 3.117. Principiul lui Frank-Condon

nucleele își modifică distanța dintre ele, evident de-alungul porțiunii permise delimitate de curba corespunzătoare de variație a energiei, rezultă că sînt posibile tranzițiile electronice pe nivelele stării fundamentale caracterizate prin $n=1$, $n=2$, $n=3$, și $n=4$. La studiul oscilatorului s-a arătat că probabilitatea de localizare a particulei $n=0$ este maximă în regiunea centrală, ceea ce înseamnă că cele mai probabile tranziții sînt cele pe nivelele $n=2$ și $n=3$. După cum vom vedea, probabilitatea tranzițiilor crește cu mărirea diferenței de energie dintre nivele. Rezultă că tranziția cea mai puternică este cea pe nivelul $n=2$.

În continuare, molecula poate să sufere una din tranzițiile studiate în paragrafele precedente.

Este interesant de observat că spre deosebire de un atom care ajunge în starea fundamentală dintr-o stare excitată, printr-o singură tranziție o moleculă datorită structurii sale mai complexe revine prin mai multe tranziții.

Capitolul

4

PRINCIPIILE GENERALE DE FUCȚIONARE ALE DISPOZITIVELOR CUANTICE

În acest capitol vom prezenta principiile generale de funcționare ale dispozitivelor cuantice, principii care se deosebesc fundamental de cele ale celorlalte dispozitive electronice. În acest scop vom studia interacțiunea dintre cîmpul electromagnetic și o colecție de atomi, ioni sau molecule pe care o vom denumi *sistem de particule*. Pentru ca esența fenomenelor să apară mai clar în cele ce urmează vom considera că sistemul are numai două nivele energetice.

4.1. EMISIUNEA STIMULATĂ DE RADIAȚII ELECTROMAGNETICE

4.1.1. TEMPERATURA SISTEMULUI DE PARTICULE

Considerăm că sistemul de particule se află într-o cavitate sau într-un ghid de unde ai căror pereți au temperatura absolută T. În condițiile echilibrului termodinamic, adică în cazul în care sistemul are temperatura egală cu cea a pereților, numărul de particule N_1, respectiv N_2, a căror energie este egală cu E_1, respectiv E_2 este dat de *legea de distribuție a lui Maxwell-Boltzmann* conform căreia :

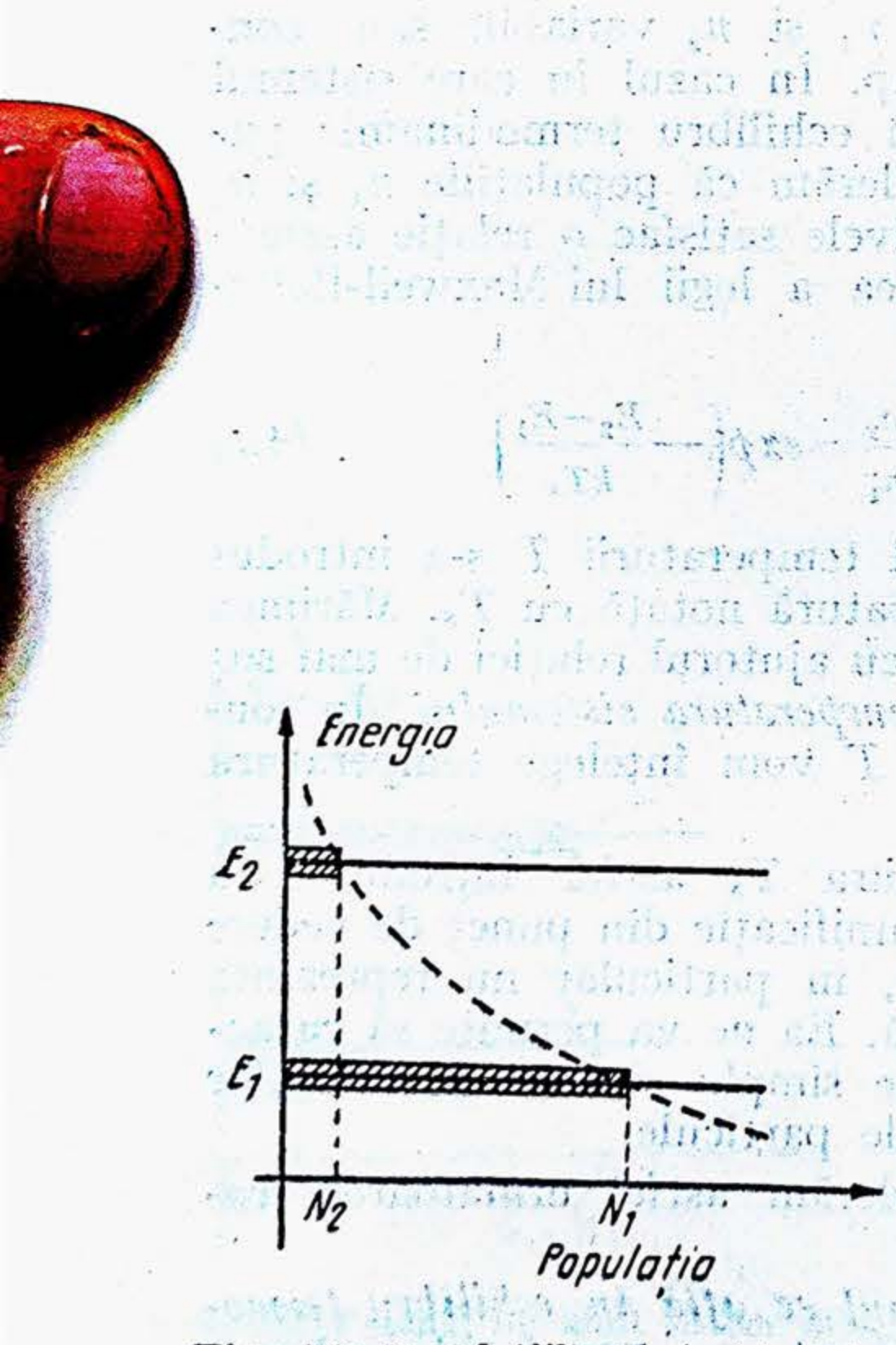


Fig. 4.1. Populațiile unui sistem în condițiile echilibrului termodinamic

$$\frac{N_2}{N_1} = exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{k \cdot T}\right) \quad (4.1)$$

unde k este constanta lui Boltzmann egală cu $1{,}3805 \cdot 10^{-16} erg.grad^{-1}$.

Această relație ne arată că în condițiile echilibrului termodinamic numărul de particule de pe nivelul superior este mai mic decît cel de pe nivelul inferior (fig. 4.1). Pentru simplificarea exprimării, numărul de particule cu o anumită energie se numește *populația* nivelului energetic corespunzător.

În timpul funcționării dispozitivelor cuantice, sistemul, datorită interacțiunii cu cîmpurile electromagnetice sau datorită altor procese și perturbații asupra cărora se va reveni, este scos din situația de echilibru termodinamic. În acest caz, populațiile sistemului nu mai au valorile N_1 și N_2 corespunzătoare echilibrului termodinamic, ci alte valori n_1 și n_2 variabile sau constante în timp. În cazul în care sistemul nu se află în echilibru termodinamic putem să considerăm că populațiile n_1 și n_2 ale celor 2 nivele satisfac o relație asemănătoare cu cea a legii lui Maxwell-Boltzmann adică

$$\frac{n_2}{n_1} = exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT_s}\right) \qquad (4.2)$$

unde în locul temperaturii T s-a introdus o altă temperatură notată cu T_s. Mărimea T_s introdusă cu ajutorul relației de mai sus se numește *temperatura sistemului*. În continuare, prin T vom înțelege temperatura cavității.

Temperatura T_s astfel introdusă nu are nici o semnificație din punct de vedere termodinamic, în particular nu reprezintă o temperatură. Ea ne va permite să caracterizăm foarte simplu situația populațiilor unui sistem de particule.

Să considerăm astfel următoarele cazuri:

1). *Sistemul se află în echilibru termodinamic.* În acest caz populațiile celor 2 nivele n_1 și n_2 sînt egale cu populațiile N_1

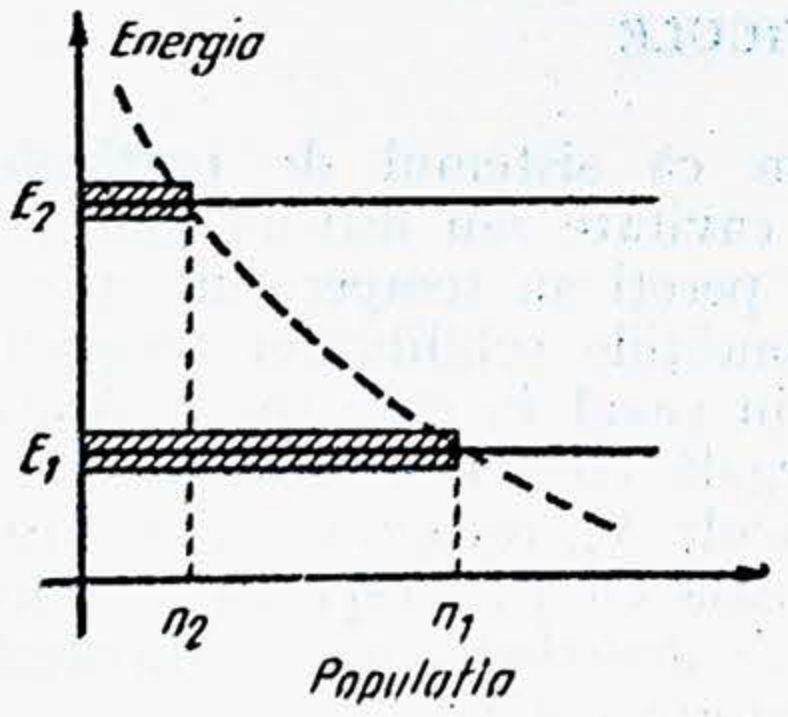


Fig. 4.2. Populațiile unui sistem în cazul în care temperatura T_s este pozitivă

și N_2 corespunzătoare echilibrului termodinamic, iar temperatura T_s a sistemului este egală cu temperatura T a cavității.

2). *Sistemul are populația nivelului superior mai mare decît valoarea corespunzătoare echilibrului termodinamic* ($n_2 > N_2$) *și ca atare populația nivelului inferior mai mică decît cea corespunzătoare echilibrului termodinamic* ($n_1 < N_1$) deoarece suma lor $n_1 + n_2$ trebuie să rămînă constantă fiind egală cu numărul total de particule, iar populația nivelului superior rămîne în continuare mai mică decît cea a nivelului inferior ($n_2 < n_1$) (fig. 4.2). Comparînd cele 2 expresii în care intervine temperatura sistemului și cea a cavității nu este greu de văzut că în acest caz sistemul are o temperatură pozitivă și mai mare decît cea a cavității ($T_s > T$).

Observăm din aceste două cazuri că *sistemele care au populația nivelului superior mai mică decît cea a nivelului inferior au temperatura* T_s *pozitivă.*

3). *Sistemul are populația nivelului superior mai mare decît cea a nivelului inferior*, adică $n_2 > n_1$ (fig. 4.3). Din formula temperaturii sistemului, se observă că obținem pentru T_s valori negative. Desigur unii cititori se vor întreba: cum este posibil, să obținem asemenea temperaturi absolute negative? Să nu uităm însă că temperatura sistemului, după cum am mai specificat atunci cînd am definit-o, nu are o semnificație termodinamică și cu atît mai mult nu reprezintă o temperatură. Ea este o mărime abstractă, care numai în cazul în care sistemul se află în echilibru termodinamic coincide cu temperatura ghidului sau a cavității: deci nu reprezintă o temperatură în sens termodinamic.

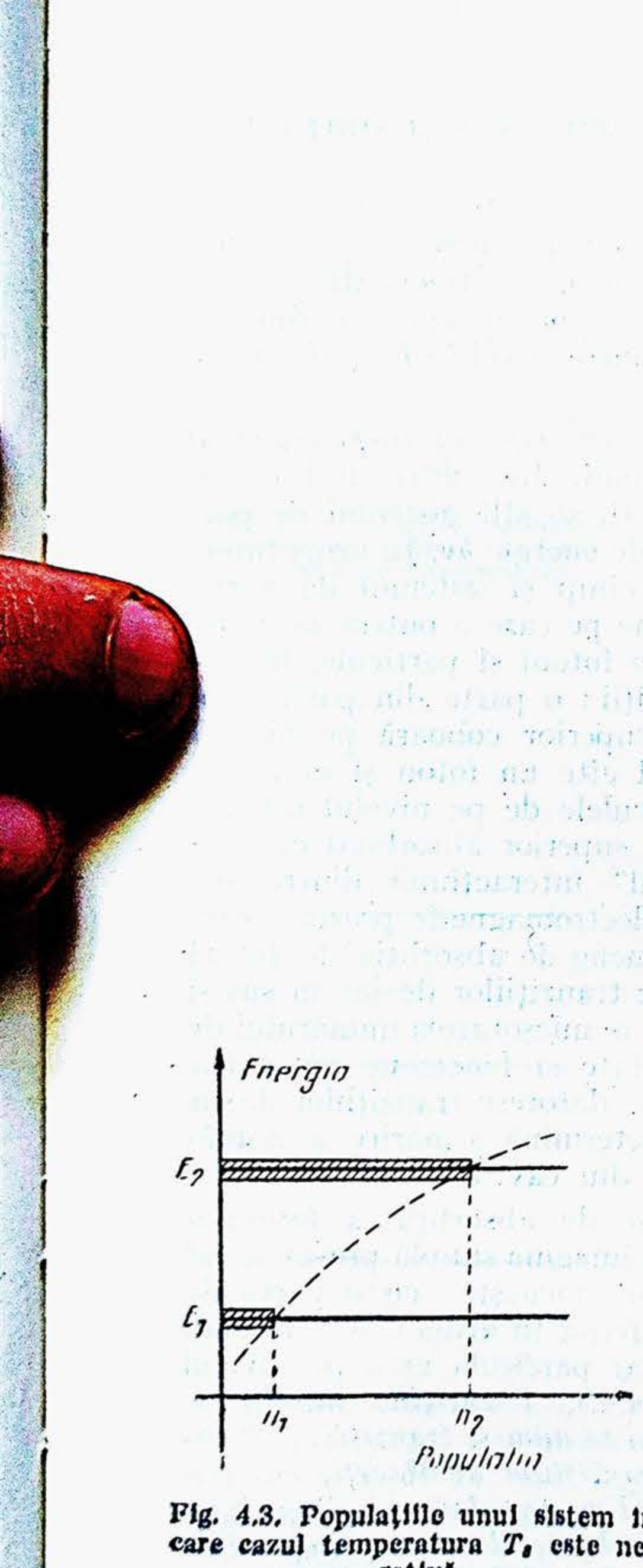


Fig. 4.3. Populațiile unui sistem în care cazul temperatura T_s este negativă

Sistemele care au populația nivelului superior mai mare decît cea a nivelului infe-

rior se numesc sisteme cu populații inversate. Sistemele cu populații inversate se caracterizează prin temperaturi negative.

4.1.2. TRANZIȚII SPONTANE ȘI FORȚATE

În continuare vom studia interacțiunea dintre sistemul de particule și un cîmp electromagnetic a cărei frecvență ν este egală cu valoarea corespunzătoare diferenței de energie dintre nivelele E_2 și E_1 adică $h\nu = E_2 - E_1$.

Vom începe cu *aspectul corpuscular* al acestei interacțiuni. Înseamnă deci că în interiorul cavității se află sistemul de particule și fotonii de energie $h\nu$. În urma interacțiunii dintre cîmp și sistemul de particule, interacțiune pe care o putem asemăna cu ciocniri între fotoni și particule, în sistem apar tranziții : o parte din particulele de pe nivelul superior coboară pe nivelul inferior emițînd cîte un foton și invers, o parte din particulele de pe nivelul inferior urcă pe nivelul superior absorbind cîte un foton. „Bilanțul" interacțiunii dintre sistem și cîmpul electromagnetic prezintă deci 2 rubrici : fenomene de absorbție de fotoni care se datoresc tranzițiilor de jos în sus și care determină o micșorare a numărului de fotoni din cavitate și fenomene de emisie de fotoni care se datoresc tranzițiilor de sus în jos și care determină o mărire a numărului de fotoni din cavitate.

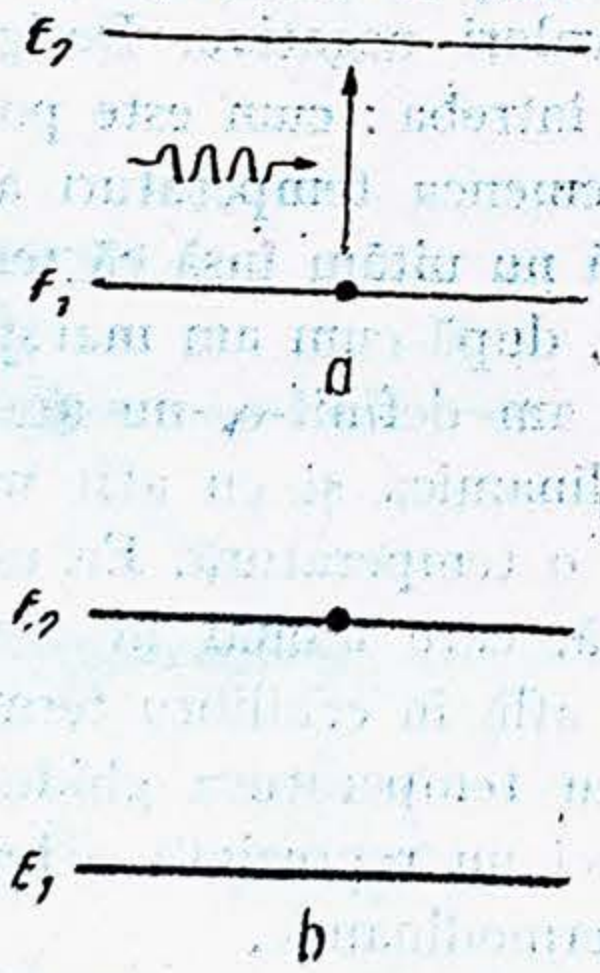


Fig. 4.4. Tranziție de absorbție :
a — situația înainte de tranziție ;
b — situația după tranziție

Fenomenelor de absorbție a fotonilor li se poate da o imagine simplă presupunînd că un foton „se ciocnește" cu o particulă de pe nivelul inferior în urma căreia fotonul este absorbit, iar particula urcă pe nivelul superior (fig. 4.4.). *Tranzițiile însoțite de absorție de fotoni se numesc tranziții de absorție. Numărul tranzițiilor de absorție este evident proporțional cu populația nivelului inferior și cu numărul fotonilor din cavitate adică cu intensitatea cîmpului electromagnetic.*

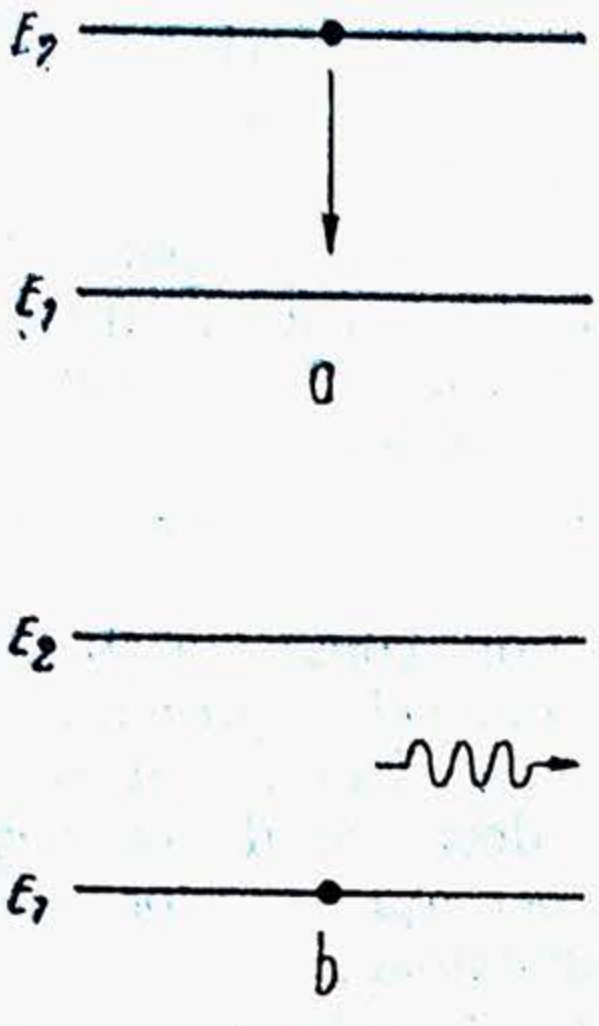


Fig. 4.5. Tranziție spontană:
a — situația înainte de tranziție;
b — situația după tranziție.

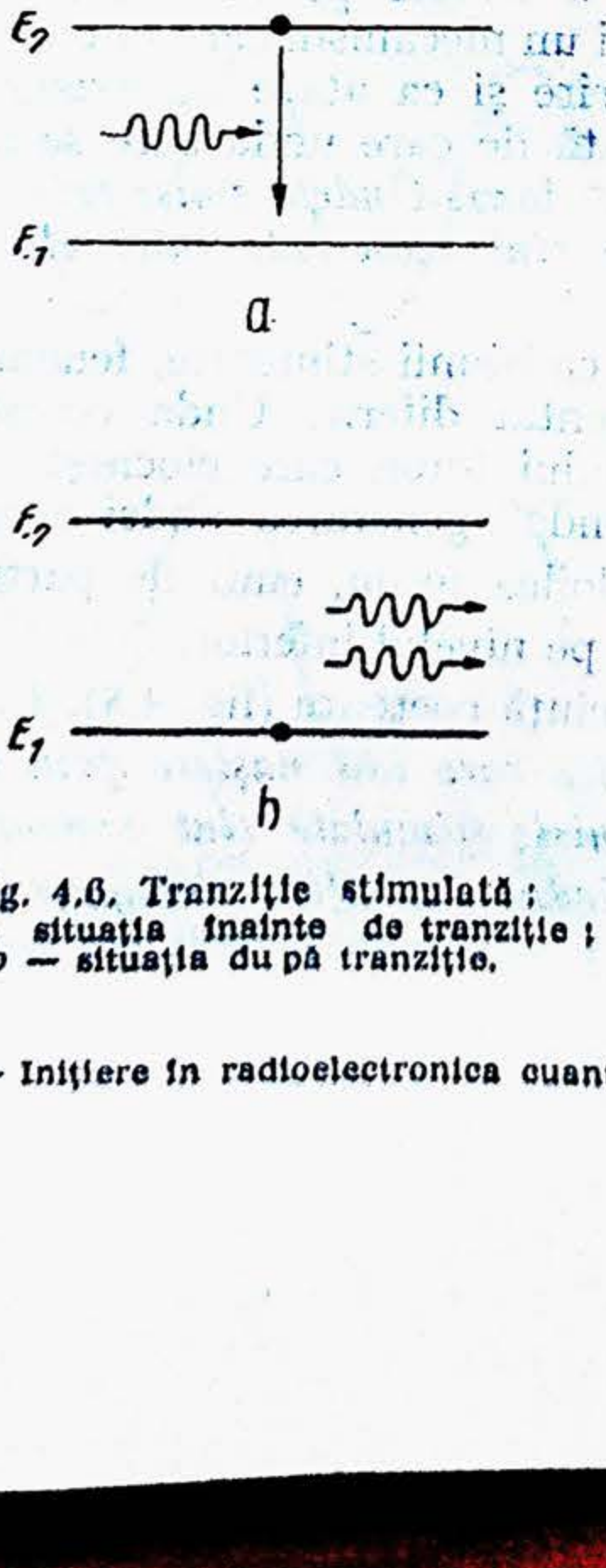


Fig. 4.6. Tranziție stimulată:
a — situația înainte de tranziție;
b — situația după tranziție.

Fenomenele de emisie de fotoni sînt mai complicate. Într-adevăr, o particulă de pe nivelul superior poate să coboare pe nivelul inferior fie „din proprie inițiativă", fie „silită".

Fenomenul care apare în cazul în care o particulă coboară „din proprie" inițiativă pe nivelul inferior se numește emisie spontană de radiație electromagnetică, iar tranziția corespunzătoare se numește tranziție spontană (fig. 4.5). *Numărul tranzițiilor spontane este evident proporțional cu populația nivelului superior.*

Fenomenul care apare în cazul în care o particulă este silită să coboare pe nivelul inferior, se numește emisie stimulată de radiație electromagnetică, iar tranziția corespunzătoare se numește tranziție stimulată (fig. 4.6). Procesului de emisie stimulată i se poate da o imagine sugestivă asemănătoare cu cea din cazul absorției. Astfel, ne putem imagina că un foton ciocnește o particulă de pe nivelul superior silindu-o astfel să coboare pe nivelul inferior. În urma acestei ciocniri, particula care coboară pe nivelul inferior emite un al doilea foton care îl însoțește pe primul, responsabil de acest proces.

Numărul tranzițiilor stimulate este proporțional cu populația nivelului superior și cu numărul fotonilor existenți în cavitate, adică cu intensitatea cîmpului electromagnetic.

Tranzițiile de absorție și tranzițiile stimulate fiind determinate de fotonii care ciocnesc particulele de pe nivelul inferior și respectiv de pe nivelul superior, se numesc, *tranziții induse* de către cîmpul electromagnetic.

În urma unor demonstrații pe care nu le vom reproduce, Einstein a ajuns la concluzia că, *probabilitatea tranzițiilor stimulate este egală cu probabilitatea tranzițiilor de absorție*. La prima vedere, rezultatul pare curios. Într-adevăr, a face să „coboare"

particulele de pe nivelul superior pe nivelul inferior se pare că este mai ușor decît a le „urca" de pe nivelul inferior pe cel superior.

Un alt rezultat foarte important obținut deasemenea de Einstein arată că: *raportul dintre probabilitatea tranzițiilor spontane și probabilitatea tranzițiilor stimulate, crește cu cubul frecvenței cîmpului electromagnetic.*

În continuare vom considera și *aspectul ondulatoriu* al fenomenelor prezentate. În acest caz, un interes deosebit îl prezintă faza undei emise deoarece de ea depinde coerența sau necoerența undelor electromagnetice corespunzătoare.

În procesul de absorție, faza nu joacă un rol esențial deoarece fotonul este absorbit și în consecință unda „dispare".

Din contră, în procesul de emisie, care populează cavitatea cu noi fotoni, faza undelor acestora joacă un rol esențial.

În ceea ce privește eimsunea spontană putem să remarcăm că fazele undelor asociate sînt întîmplătoare. Într-adevăr, acest fenomen este determinat de inițiativa unei particule de a coborî pe nivelul inferior. Nu există nici un mecanism care să comande această coborîre și ca atare nu există nici o referință față de care unda care se naște să-și „regleze" faza. *Undele emise prin tranziții spontane sînt necoerente între ele* (fig. 4.7.).

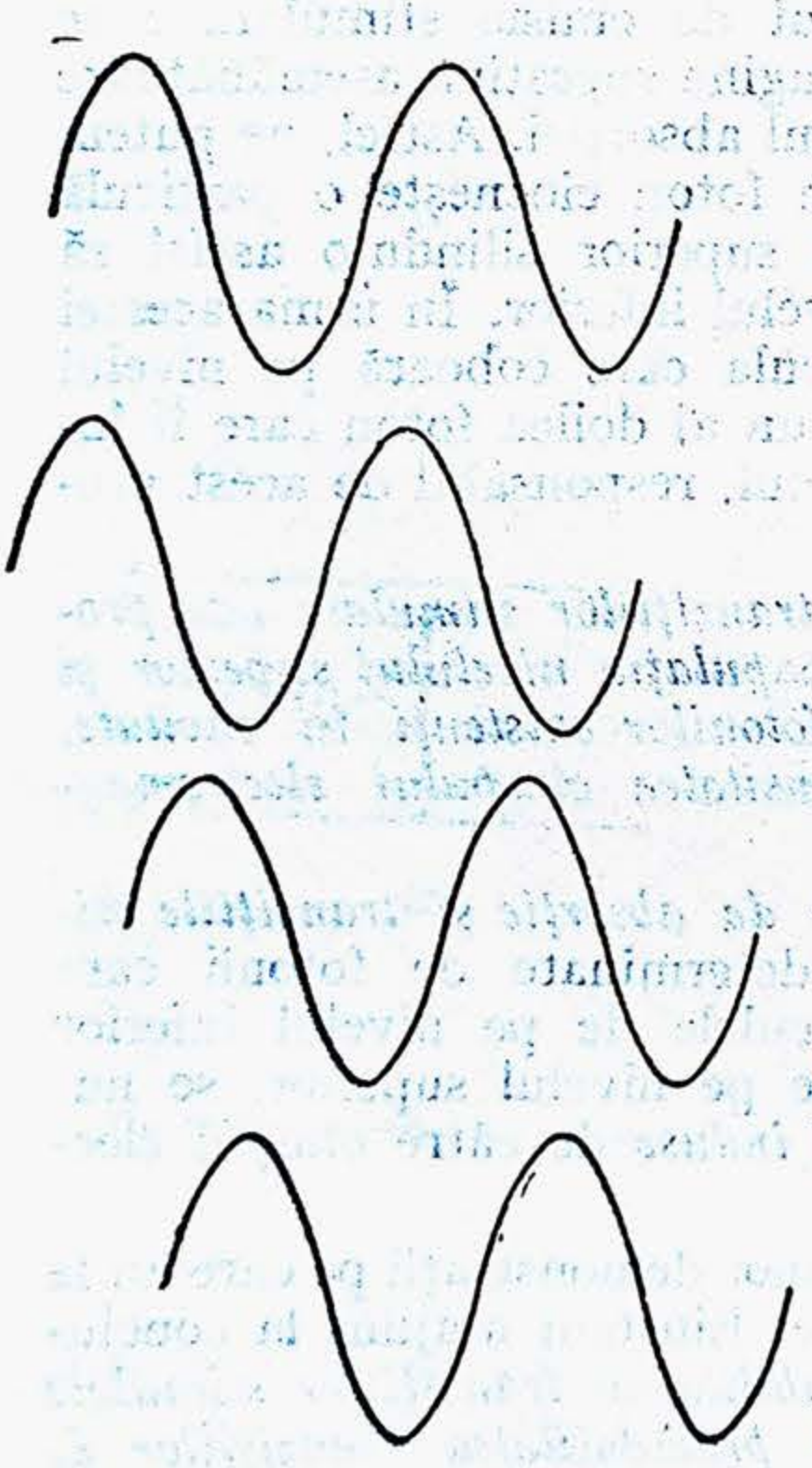


Fig. 4.7. Undele emise prin tranziții spontane

În cazul emisiunii stimulate, fenomenul este fundamental diferit. Unda corespunzătoare primului foton care ciocnește particula „comandă" generarea undei asociate celui de al doilea foton, emis de particula care coboară pe nivelul inferior. Cele 2 unde sînt în consecință coerente (fig. 4.8). *Undele electromagnetice care iau naștere prin fenomenele de emisie stimulată sînt coerente cu undele care induc tranzițiile stimulate corespunzătoare.*

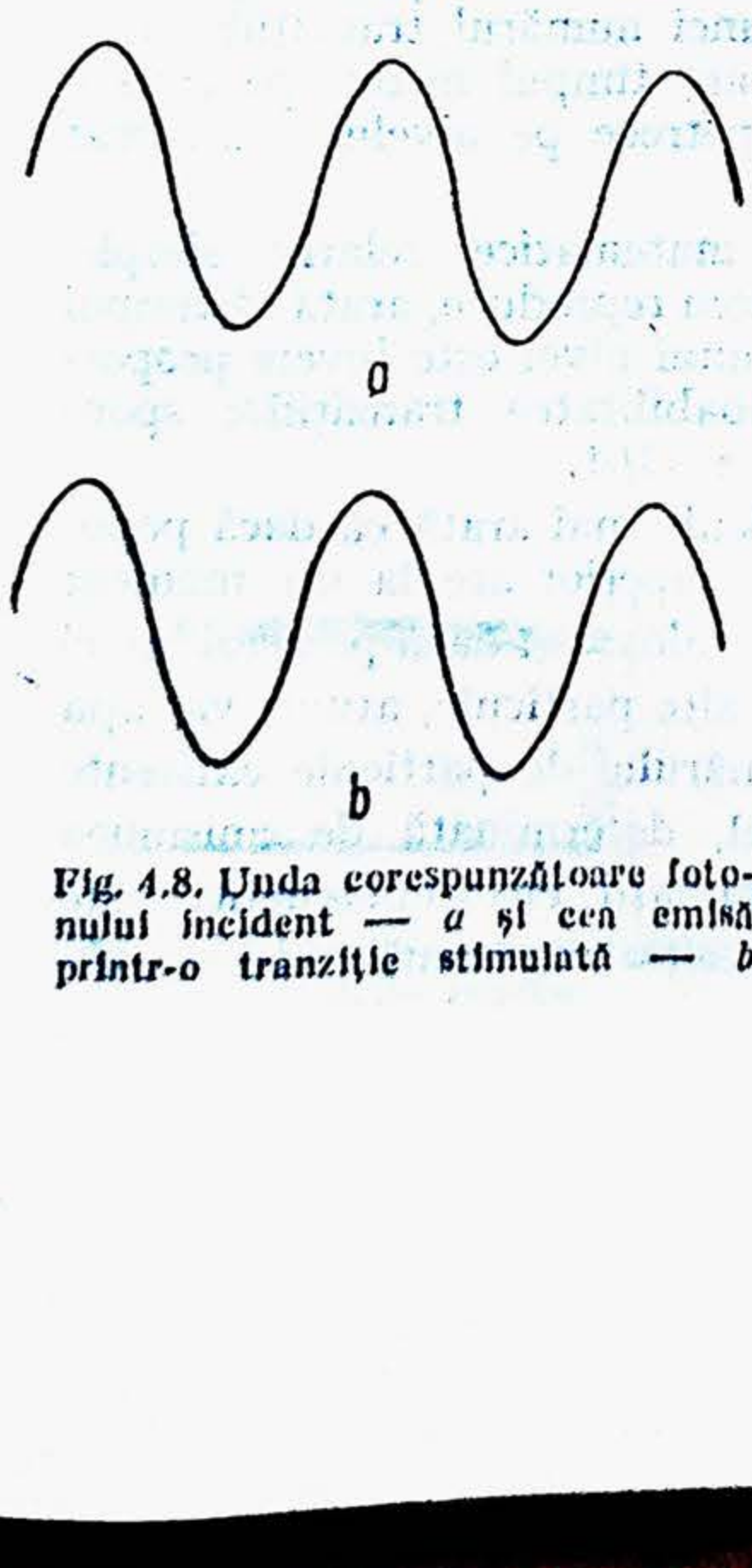


Fig. 4.8. Unda corespunzătoare fotonului incident — *a* și cea emisă printr-o tranziție stimulată — *b*

Ambele tipuri de tranziții, producînd o creștere a numărului de fotoni, determină o mărire a energiei cîmpului electromagnetic. Aceste fenomene ar putea deci fi utilizate pentru realizarea unor amplificatoare. Un amplificator este după cum se știe un dispozitiv care furnizează la ieșire un semnal ce îl reproduce ca formă pe cel de la intrare, însă care are o putere mai mare. Nu vom intra deocamdată în amănuntele legate de realizarea practică a unui asemenea amplificator. Vom menționa doar că deși ambele tipuri de tranziții produc o mărire a energiei cîmpului electromagnetic numai cele stimulate sînt folositoare, deoarece produc amplificarea semnalului de la intrare iar cele spontane sînt dăunătoare pentru că generează zgomot. Într-adevăr să presupunem că semnalul de la intrare prezintă o creștere. Crește în mod proporțional și numărul tranzițiilor stimulate, deci și energia furnizată semnalului de ieșire. Numărul tranzițiilor spontane nu este influențat de către cîmpul electromagnetic al semnalului de intrare. În consecință, tranzițiile spontane nu pot să participe la procesul de amplificare. Aceasta nu reprezintă un incovenient, deoarece ne-am putea limita numai la utilizarea tranzițiilor stimulate. Din nefericire, tranzițiile spontane nu numai că nu participă la procesul de amplificare, dar prin radiațiile emise, a căror faze sînt întîmplătoare, determină ca semnalul de ieșire să fie însoțit de o componentă necoerentă, parazită, denumită *zgomot*. Asupra problemei zgomotului, se va reveni pe larg în capitolul VI.

O proprietate importantă a zgomotului determinat de tranzițiile spontane o putem pune în evidență de pe acum. Am arătat că raportul dintre numărul tranzițiilor spontane si cel al tranzițiilor stimulate crește cu cubul frecvenței. În domeniul microundelor, frecvențele sînt relativ mici astfel încît efectul tranzițiilor spontane nu

este prea supărător, cu excepția cazului în care dorim să obținem un nivel excepțional de scăzut de zgomot. Din contră, în domeniul frecvențelor optice numărul tranzițiilor spontane crește foarte mult. Dispozitivele care funcționează în acest domeniu, sînt serios afectate de existența tranzițiilor spontane.

4.1.3. SEMILĂRGIMEA LINIEI SPECTRALE

Să considerăm un sistem izolat de particule adică care un interacționează cu un cîmp electromagnetic. După cum s-a arătat particulele sistemului coboară din „proprie inițiativă" prin tranziții spontane de pe nivelul superior pe cel inferior. Unele particule se află pe nivelul superior un timp mai lung, altele un timp mai scurt. În electronica cuantică interesează timpul mediu pe care o particulă și-l petrece pe nivelul superior. Acest timp se numește *timpul de viață* al nivelului respectiv. Timpul de viață al unui nivel energetic este strîns legat de probabilitatea tranzițiilor spontane. Astfel, dacă probabilitatea tranzițiilor spontane este mare, atunci numărul tranzițiilor este mare și ca atare timpul mediu pe care o particulă și-l petrece pe nivelul considerat este mic.

Calculele matematice relativ simple, pe care nu le vom reproduce, arată că timpul de viață τ al unui nivel este invers proporțional cu probabilitatea tranzițiilor spontane A adică $\tau = 1/A$.

Aceste calcule mai arată că dacă populația nivelului superior are la un moment dat o anumită valoare şi dacă pe acest nivel nu mai sosesc alte particule, atunci variația în timp a numărului de particule existente pe acest nivel, determinată de emisiunea spontană de radiații electromagnetice este dată de o funcție exponențială descărcă-

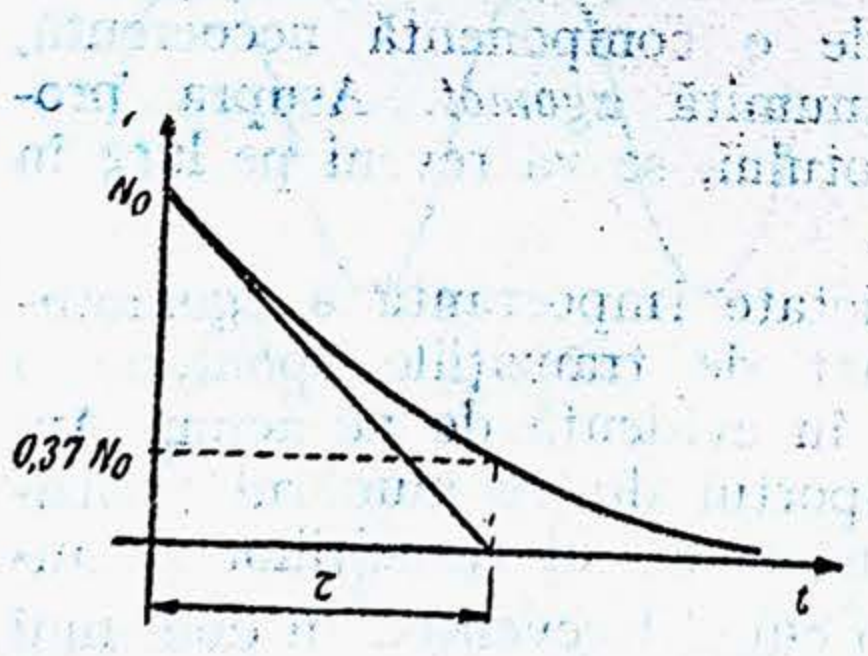


Fig. 4.9. Scăderea de timp a populației nivelului superior datorită depopulării prin tranziții spontane

toare în timp (fig. 4.9). Constanta de timp a acestei exponențiale reprezintă timpul τ de viață al nivelului. Dacă N_0 este numărul de particule care se află la momentul $t=0$ pe nivelul superior, atunci populația n a nivelului la un moment t este egală cu

$$n=N_0 \ exp \ (-t/\tau) \qquad (4.3)$$

După un interval de timp egal cu τ populația nivelului superior scade de e ori ajungînd la 35% din valorea inițială. Putem să tragem concluzia că dacă *un nivel superior nu este populat prin alte procese, atunci, după un timp egal cu triplul timpului mediu de viață, majoritatea particulelor au coborît prin emisiune spontană pe nivelul inferior.*

O particulă oarecare a sistemului se află deci în medie un timp τ pe nivelul superior, după care prin tranziție spontană coboară pe nivelul inferior. Să determinăm simultan timpul și energia unei particule care se află pe nivelul superior. Deoarece o particulă se află în medie un timp τ pe nivelul superior, rezultă că noi putem să determinăm timpul cu o imprecizie Δt egală tocmai cu τ. Incertitudinea în determinarea energiei particulei se obține din principiul lui Heisenberg $\Delta E \cdot \Delta t \geqslant h$. Aplicînd această relație în cazul considerat, ceea ce înseamnă de fapt înlocuirea lui Δt cu τ, rezultă că energia particulei poate fi determinată cu incertitudinea $\Delta E=h/\tau$. Deoarece particula se află pe nivelul energetic superior rezultă că noi nu putem determina în mod precis energia acestui nivel. Cu alte cuvinte, *nivelul energetic nu este infinit subțire ci are o anumită grosime egală cu imprecizia* ΔE (fig. 4.10). *Mărimea* ΔE *se numește lărgimea naturală a nivelului energetic.*

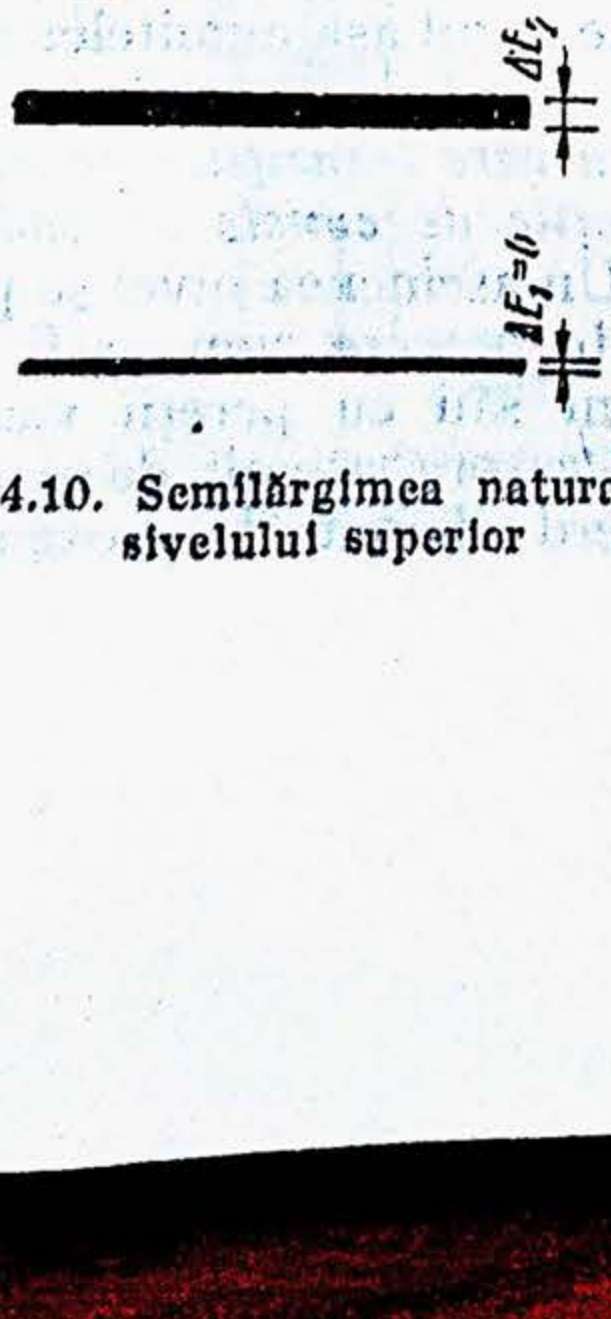


Fig. 4.10. Semilărgimea naturală a nivelului superior

Deoarece nivelul energetic are o anumită grosime, rezultă că nici undele electromagnetice emise de particulele care coboară pe nivelul fundamental nu au frecvențe riguros egale.

Frecvențele undelor emise de către particulele care coboară pe nivelul fundamental prezintă o împrăștiere în jurul unei frecvențe centrale. Sistemul de particule prin tranziții spontane nu emite o radiație electromagnetică de o frecvență bine determinată, ci o linie spectrală al cărui contur este reprezentat în fig. 4.11.

Semilărgimea $\Delta\nu$ denumită *semilărgimea naturală a liniei spectrale se* calculează aplicînd relația lui Planck $E=h\nu$ de unde obținem că $\Delta\nu=\Delta E/h$. Dacă înlocuim în această relația valoarea lui ΔE obținem în final că $\Delta\nu=1/\tau$.

Semilărgimea naturală a liniei spectrale emisă de către sistemul de particule prin tranzații spontane este egală cu inversul timpului de viață al nivelului superior. Cu cît timpul de viață al nivelului superior este mai lung, cu atît semilărgimea liniei spectrale este mai mică și invers.

La concluzia că linia spectrală emisă de către o particulă, în particular un atom are o anumită semilărgime, am ajuns și în §2.1.5. cu ajutorul unor raționamente pur clasice. Conform acelor considerațiuni lărgimea liniei spectrale se datorește amortizării oscilațiilor emise.

Este interesant de remarcat că *nivelul fundamental are o lărgime naturală nulă,* ($\Delta E=0$) adică este infinit subțire, deoarece timpul de viață al acestuia este infinit.

Timpul de viață al unui nivel excitat este în mod obișnuit de 10^{-8} s. Există însă și nivele de excitație pentru care timpul de viață este mult mai mare de ordinul a 10^{-5} —10^{-3} s. cum este cazul așa numitelor *nivele metastabile. Prin nivel metastabil se înțelege nivelul pentru care tranzițiile pe nivelul fundamental, însoțite de emisie de radiații, nu pot să apară.* Un asemenea nivel se poate depopula prin alte procese cum ar fi ciocniri cu alți atomi sau cu pereții vasului, ciocniri în urma cărora atomii de pe asemenea nivele pierd energie. De exemplu,

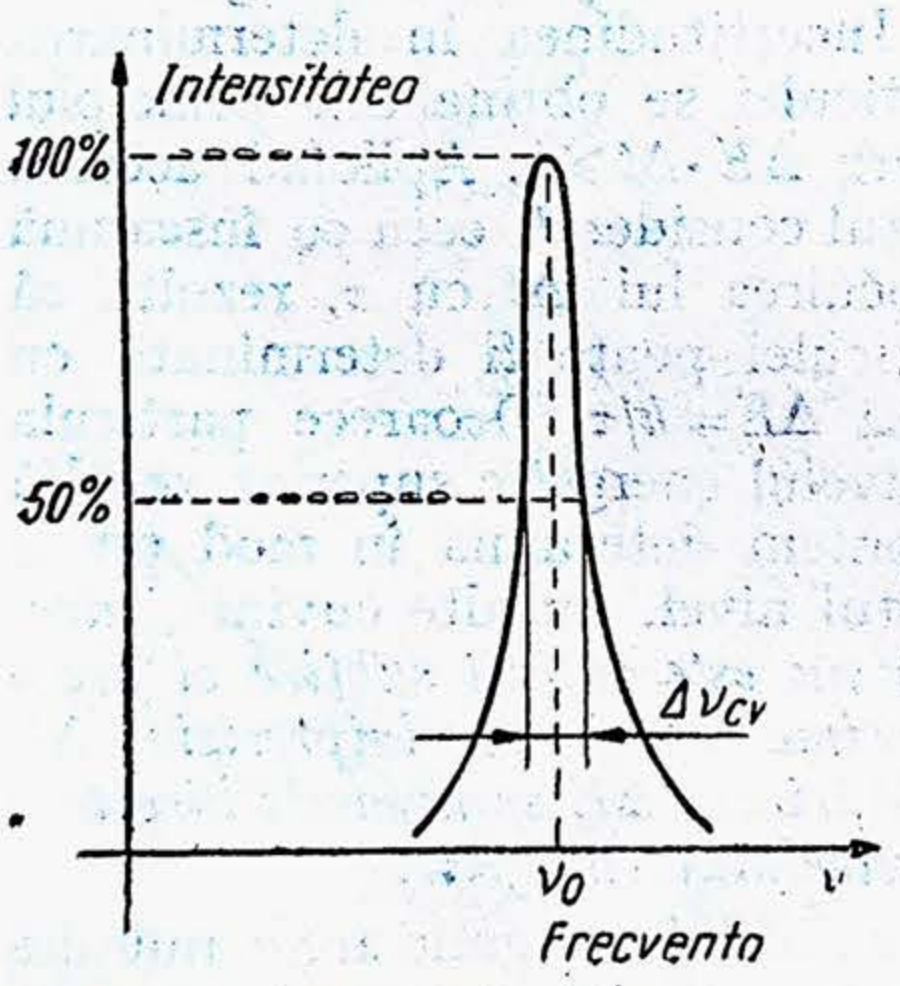


Fig. 4.11. Semilărgimea naturală a liniei spectrale emise de atomii care coboară de pe nivelul superior pe cel inferior

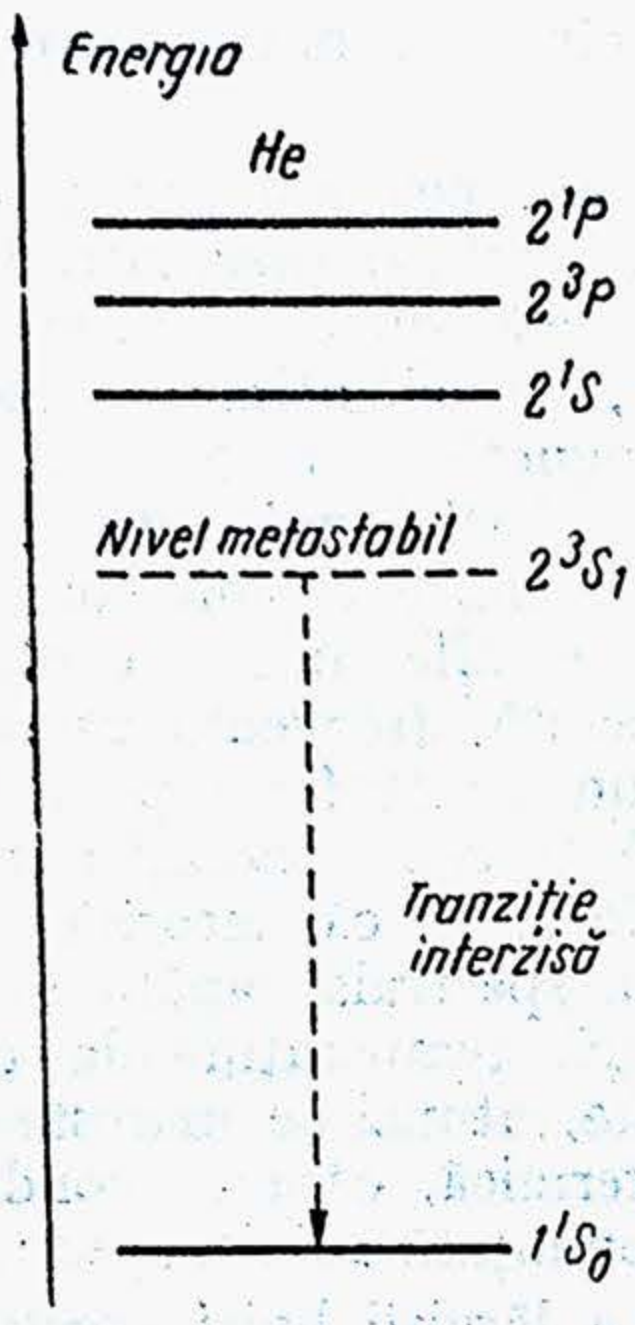


Fig. 4.12. Nivelul matastabil al heliului

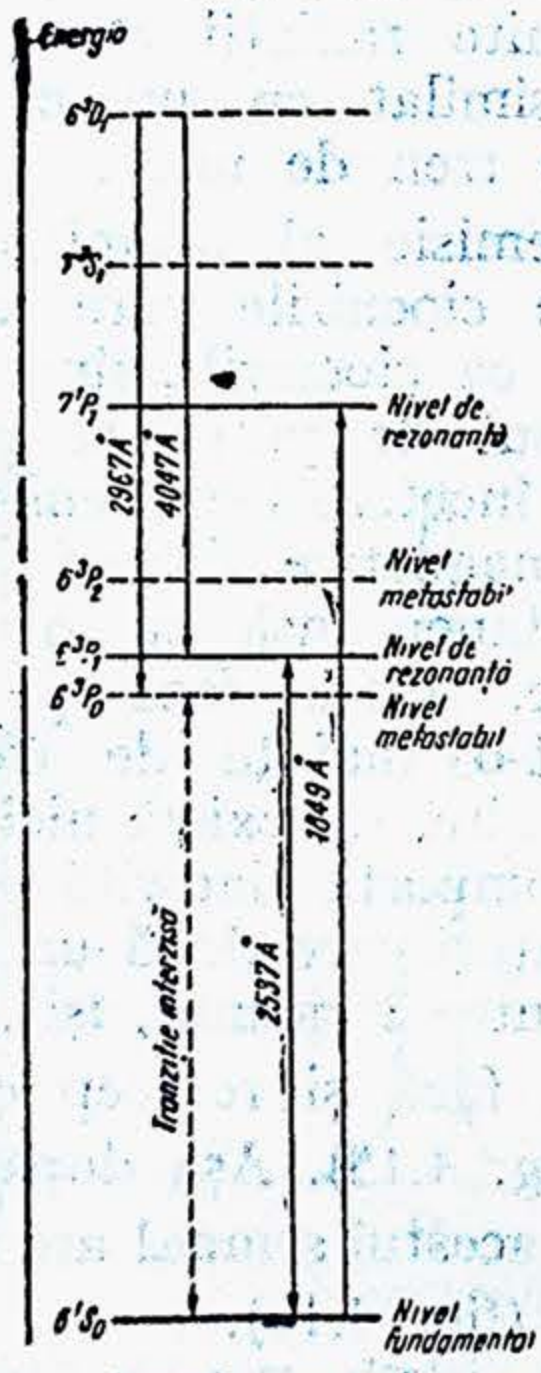


Fig. 4.13. Nivelele de rezonanţă ale mercurului

primul nivel 2^3S_1 al heliului avînd multiplicitatea 3 este mestabil, deoarece tranziţiile pe nivelul fundamental 1^1S_0, care are multiplicitatea 1, sînt interzise de regula de selecţie $S=0$ (fig. 4.12).

Nivelele pentru care sînt permise tranziţiile însoţite de emisie de radiaţie pe nivelul fundamental se numesc *nivele de rezonanţă*. Astfel să considerăm cazul atomului de mercur. Nivelele energetice sînt reprezentate în fig. 4.13. Primul nivel excitat 6^3P_0 precum şi nivelul 6^3P_2 sînt metastabile, deoarece tranziţiile pe nivelul fundamental 6^1S_0 sînt interzise de regula de selecţie $\Delta J=+1$, care cere ca numărul cuantic J să varieze cu o unitate. Din contră, nivelele 6^3P_1 şi 7^1P_1 sînt nivele de rezonanţă deoarece tranziţiile pe nivelul fundamental sînt permise.

Este interesant de remarcat că dacă se stabileşte o descărcare electrică în vaporii de mercur, atunci atomii excitaţi pe nivelele 6^3D_1 şi 7^3S_1 revin pe nivelul metastabil 6^3P_0 emiţînd radiaţii cu $\lambda=2967$ $\mathring{A}$ şi respectiv $\lambda=4047$ $\mathring{A}$. De pe acest nivel atomii nu pot coborî pe cel fundamental. Apare astfel o acumulare de atomi pe nivelul 6^3P_0.

Deosebirile între cele două tipuri de nivele apar mai clar dacă menţionăm că nivelul metastabil 6^3P_0 are timpul de viaţă egal cu $1{,}4.10^{-3}s$, iar nivelele de rezonanţă 6^3P_1 şi 7^1P_1 au timpul de viaţă egal cu $1{,}1.10^{-7}$ s şi respectiv $1{,}4.10^{-9}$ s. Tranziţiilor pe nivelul fundamental le corespund lungimile de undă de 2537 Å şi respectiv 1849 Å.

Datorită interacţiunii dintre sistem şi exteriorul său, precum şi datorită interacţiunii dinre particulele componente apare o lărgire suplimentară a liniei spectrale. În cele ce urmează vom prezenta cauzele care produc lărgirea liniei spectrale emisă de atomii unui gaz. Cele mai importante cauze sînt : efectul Doppler, ciocnirile din-

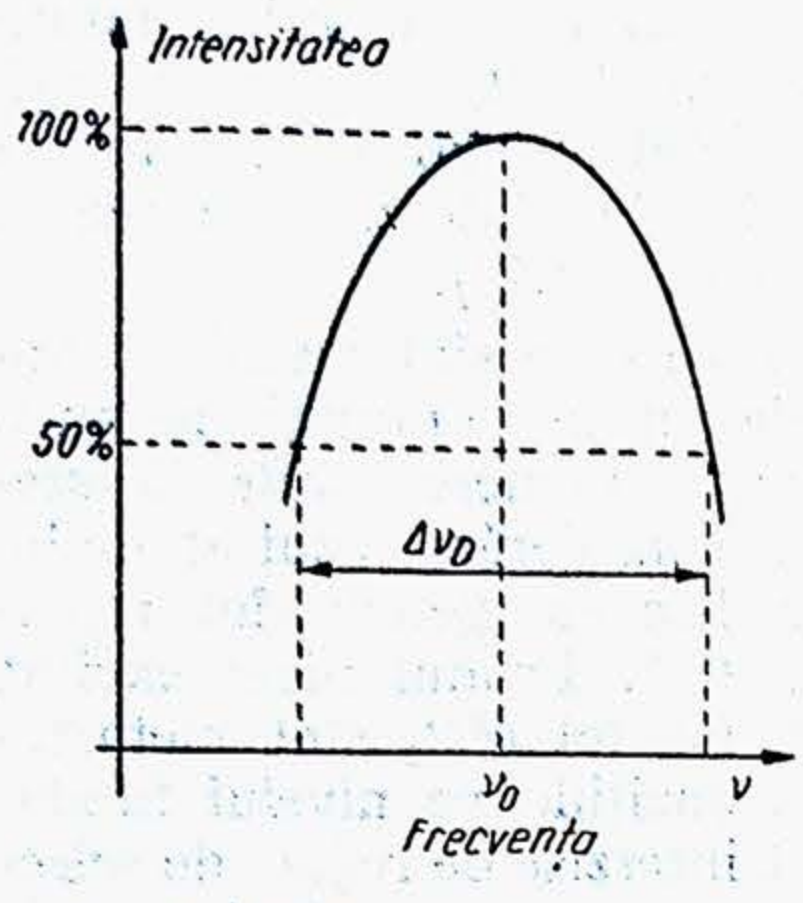


Fig. 4.14. Lărgirea liniei spectrale emise de un gaz datorită efectului Doppler

tre atomi și ciocnirile atomilor cu pereții vasului.

În cazul gazelor, cea mai importantă lărgire o produce *efectul Doppler*. Așa după. cum s-a arătat, dacă sursa și receptorul se află în mișcare, atunci ultimul sesizează o undă electromagnetică cu o frecvență diferită de cea a radiației emise de primul Datorită agitației termice atomii constituienți ai gazului se află într-o continuă mișcare. În consecință, frecvența radiației determinată într-un punct fix față de pereții vasului diferă de cea a radiației emise de atomi. Calculele arată că datorită efectului Doppler linia spectrală capătă forma din fig. 4.14. Dacă temperatura la care se află gazul crește, atunci se mărește viteza de agitație termică, ceea ce conduce la o lărgire mai pronunțată a liniei spectrale.

O altă cauză a lărgirii liniei spectrale a radiației emise de gaze se datorește *efectului ciocnirilor dintre atomi*. S-a arătat că un atom care emite radiații electromagnetice poate fi asimilat cu un oscilator care generează un tren de unde.

Procesul de emisie al atomilor este însă perturbat de ciocnirile care au loc între ei. Admitem că ciocnirile sînt foarte scurte însă suficient de puternice pentru ca oscilatorul să și înceteze brusc emisiunea de radiații electromagnetice și apoi să și-o reia practic instantaneu însă cu o nouă fază întîmplătoare. Între faza pe care oscilatorul a avut-o înainte de ciocnire și cea de după ciocnire, nu există nici o relație. Atomii se comportă datorită ciocnirilor ca niște oșcilatori care după un timp, egal cu timpul τ_c între 2 ciocniri, își „uită" brusc memoria de fază și reîncep emisia cu o fază nouă (fig. 4.15). Așa după cum s-a arătat spectrul acestui semnal are semilărgimea $\Delta\nu_c = 1/\tau_c$ (fig. 4.16).

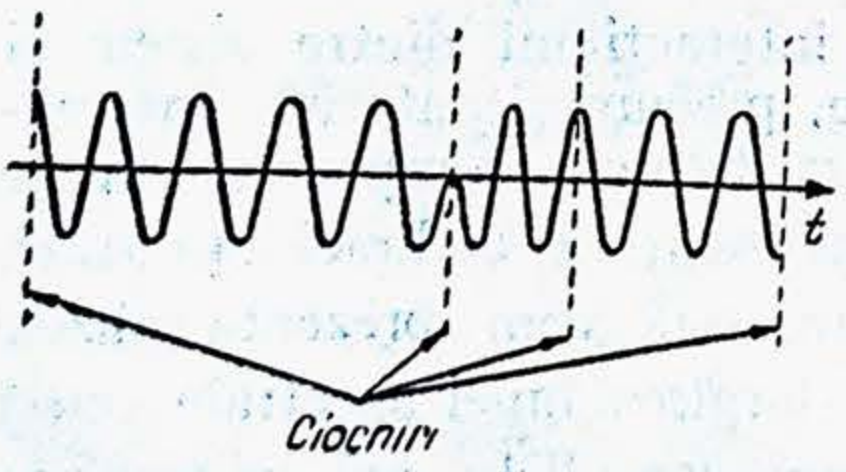


Fig. 4.15. Unda generată de un atom care suferă ciocniri cu atomii vecini

Timpul mediu τ_c între două ciocniri depinde invers proporțional de presiunea la

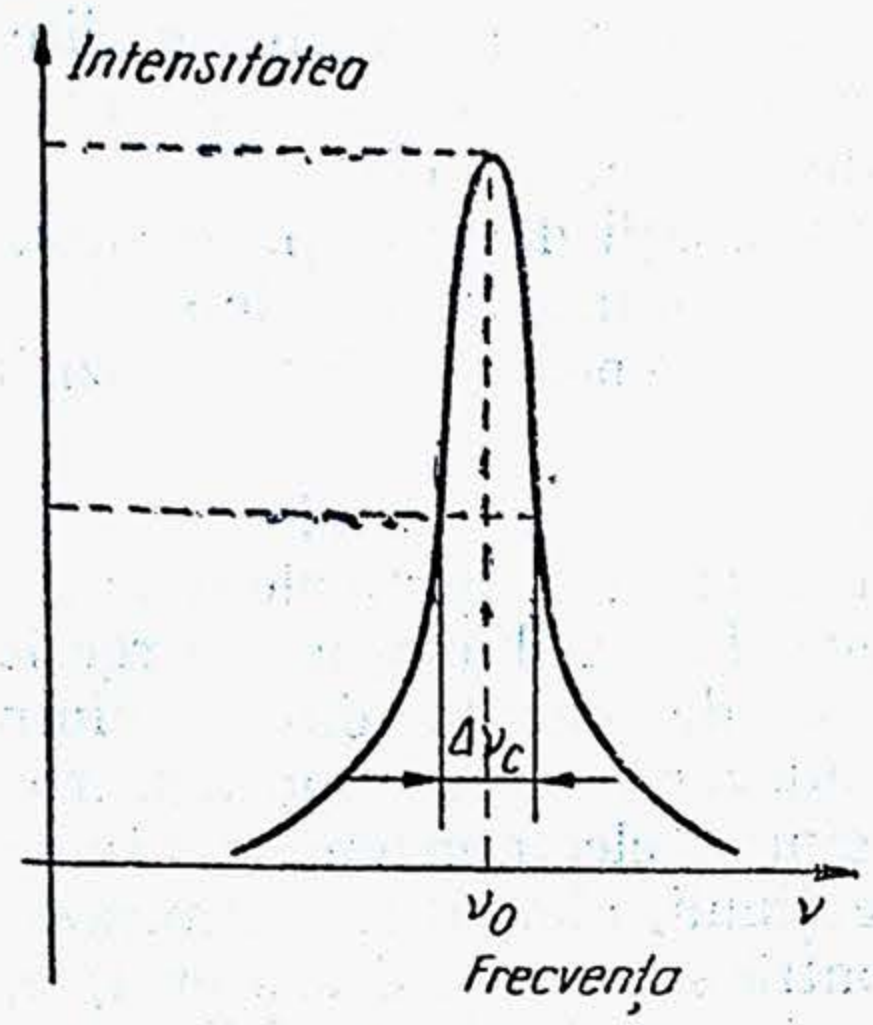


Fig. 4.16. Lărgirea liniei spectrale emise de un gaz datorită ciocnirilor dintre atomi

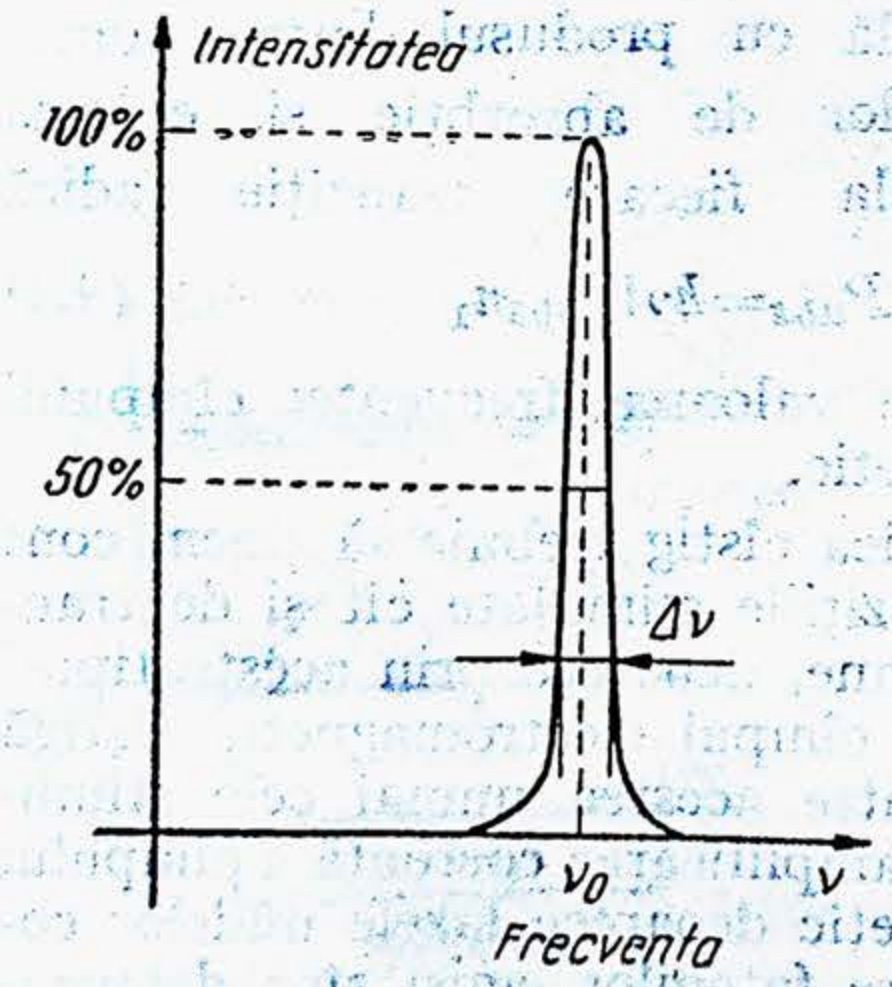


Fig. 4.17. Lărgirea liniei spectrale emise de un gaz datorită ciocnirilor cu pereții vasului

care se află gazul. Rezultă că dacă presiunea se mărește, atunci τ_c se micșorează, ceea ce determină o lărgire mai mare a liniei spectrale.

Mecanismul lărgirii liniei spectrale datorită *ciocnirilor cu pereții vasului* este în esență același cu cel al lărgirii liniei spectrale datorită ciocnirilor între particulele gazului. Singura deosebire care apare este că în loc ca particulele să se ciocnească între ele se ciocnesc cu pereții vasului. Rezultă deci că semilărgirea $\Delta\nu_{cv}$ a liniei spectrale este $\Delta\nu_{cv}=1/\tau_{cv}$ unde τ_{cv} este timpul mediu între 2 ciocniri cu pereții vasului (fig. 4.17). Acest timp depinde evident de aria și volumul vasului.

Fenomenele prezentate care produc lărgirea liniei spectrale au loc în sistemul considerat în mod simultan. Se demonstrează că în cazul în care sînt prezentate mai multe tipuri de fenomene care determină lărgirea liniei pătratul semilărgimei liniei spectrale globale este egală cu suma pătratelor semilărgimilor corespunzătoare fiecărui proces.

Această relație ne permite să determinăm semilărgimea liniei spectrale emisă de atomii gazului considerat. *Inversul semilărgimi liniei spectrale reprezintă timpul de coerență* pus în evidență în § 2.1.8.

4.2. INTERACȚIUNEA CÎMPULUI ELECTROMAGNETIC CU SISTEMUL DE PARTICULE

4.2.1. ABSORBȚIA, AMPLIFICAREA ȘI GENERAREA UNDELOR ELECTROMAGNETICE

Să considerăm din nou același sistem cu 2 nivele energetice, plasat într-un ghid sau într-o cavitate, în care interacționează cu un cîmp electromagnetic de frecvență

ν egală cu valoarea corespunzătoare diferenței de energie dintre nivele. În urma interacțiunii dintre cîmpul electromagnetic și sistem apar tranziții de absorție și simulate. În același timp, în sistem, independent de cîmpul electromagnetic au loc tranziții spontane.

Natura interacțiunii dintre cîmpul electromagnetic și sistemul de particule se poate determina dacă facem bilanțul energetic al schimburilor de cuante dintre cîmp și sistem. Într-adevăr, dacă sistemul absoarbe energia de la cîmpul electromagnetic, atunci în urma interacțiunii, cîmpul se atenuează, iar dacă din contră sistemul cedează energie, cîmpului, atunci cîmpul este amplificat.

Bilanțul energetic pentru cîmpul electromagnetic cuprinde 2 rubrici.

La rubrica pierderi, trebuie să ținem cont numai de tranzițiile de absorbție, deoarece numai prin aceste tranziții sistemul absoarbe putere de la cîmp. Numărul tranzițiilor de absorție în unitatea de timp este egal cu produsul dintre probabilitatea de apariție a acestora pe care o notăm cu W_{abs} și populația nivelului inferior n_1 adică $W_{abs}\cdot n_1$. Puterea absorbită este evident egală cu produsul dintre numărul tranzițiilor de absorbție și energia absorbită la fiecare tranziție adică

$$P_{abs}=h\nu W_{abs}n_1 \qquad (4.4)$$

unde ν este valoarea frecvenței cîmpului electromagnetic.

La rubrica cîștig trebuie să ținem cont atît de tranzițiile stimulate cît și de tranzițiile spontane, deoarece prin aceste tipuri de tranziție cîmpul electromagnetic cîștigă energie. Dintre acestea numai cele stimulate produc amplificarea coerentă a cîmpului electromagnetic deoarece fazele undelor corespunzătoare fotonilor emiși sînt determinate de faza cîmpului electromagnetic stimulator. Din contră, tranzițiile spontane

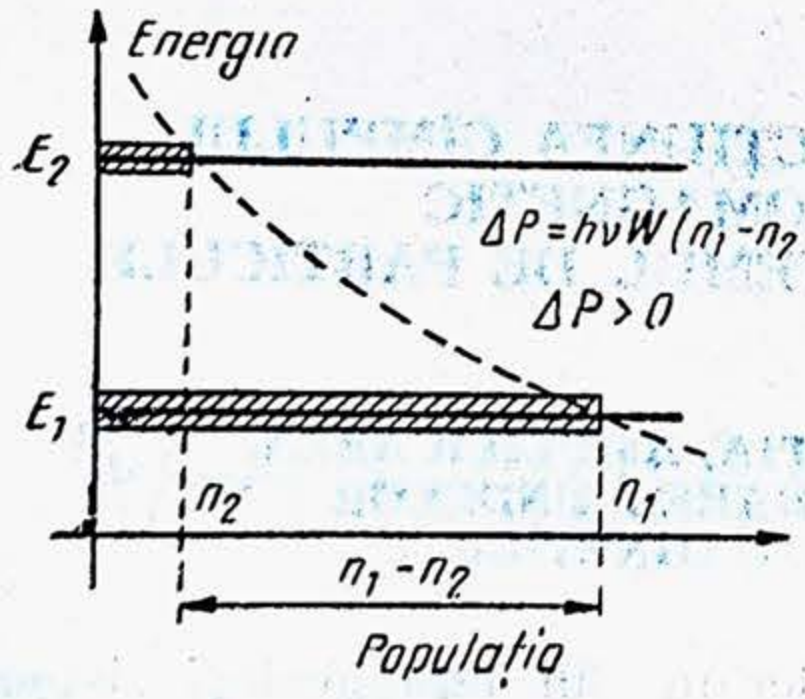


Fig. 4.18. Interacțiunea cîmpului electromagnetic cu un sistem cu temperatura T_s pozitivă

nu produc amplificarea cîmpului electromagnetic.

Într-adevăr, cu toate că prin acest proces se mărește energia cîmpului, această mărire nu este utilă deoarece nu reprezintă o amplificare coerentă a energiei cîmpului. Mai mult, această mărire a energiei este dăunătoare deoarece ea determină apariția zgomotului. Raționînd în mod asemănător ca la rubrica piederi se obține că puterea coerentă P_{ced}. cedată de sistem și deci cîștigată de către cîmpul electromagănetic este egală cu produsul dintre energia fotonului emis $h\nu$ și numărul tranzițiilor stimulate $W_{st}.n_2$ adică :

$$P_{ced}=h\nu W_{st}.n_2, \qquad (4.5)$$

unde W_{st} este probabilitatea tranzițiilor stimulate.

Variația de putere ΔP a cîmpului electromagnetic în urma interacțiunii cu sistemul de particule are prin urmare valoarea :

$$\Delta P=P_{abs}-P_{ced}=h\nu(W_{abs}.n_1-W_{st}.n_2). \qquad (4.6)$$

Tranzițiile de absorție și stimulate au probabilități egale, adică $W_{abs}=W_{st}=W$ În consecință expresiei variației de putere devine

$$\Delta P=h\nu W\ (n_1-n_2)=h\nu W\Delta n \qquad (4.7)$$

unde $\Delta n=n_1-n_2$ reprezintă diferența populațiilor celor 2 nivele.

Să considerăm următoarele cazuri :

1). *Sistemul se află în schilibru termodinamic sau are o temperatură T_s pozitivă* (fig. 4.18). În acest caz populația nivelului inferior este mai mare decît cea a nivelului superior ($n_1>n_2$) și ca atare Δn este pozitiv. Deoarece mărimile h, ν și W sînt întotdeauna pozitive, rezultă că și ΔP este pozitiv. Din modul cum am definit variația de putere ca diferența dintre puterea pierdută (absorbită) și cea cîștigată (cedată) rezultă că în urma interacțiunii, cîmpul electromagnetic pierde mai multă energie

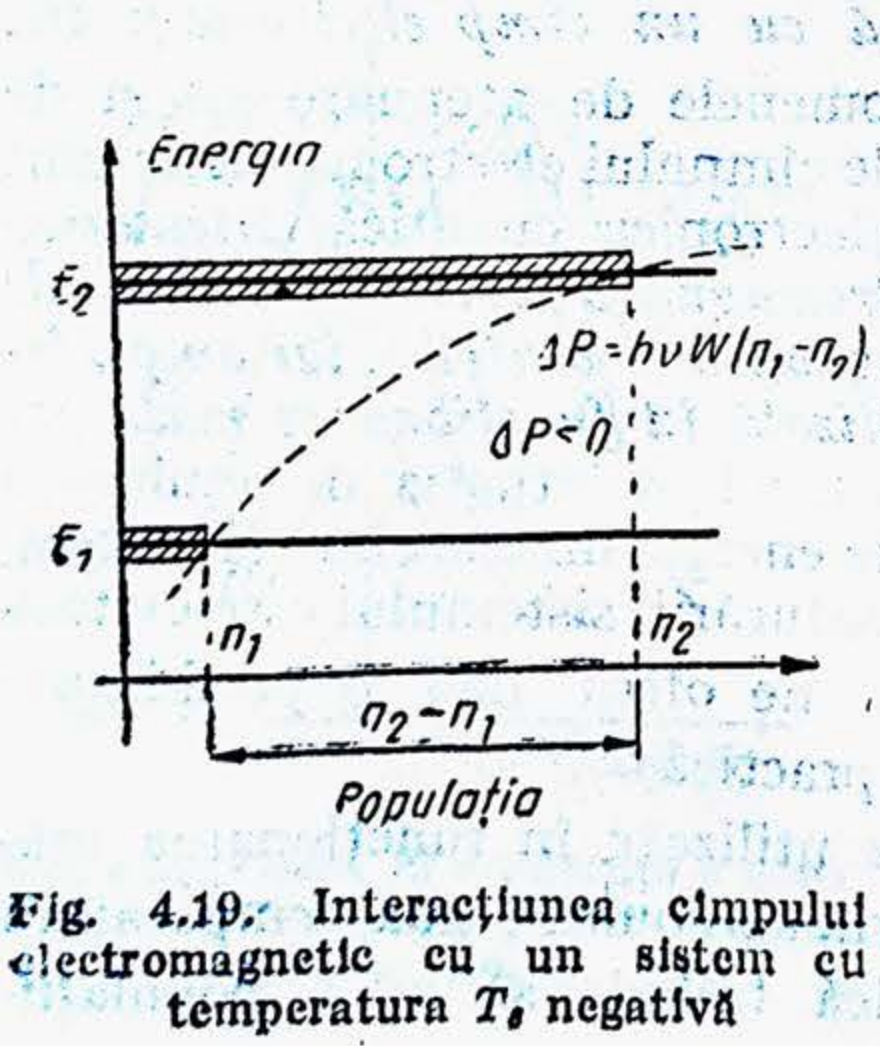


Fig. 4.19. Interacțiunea cîmpului electromagnetic cu un sistem cu temperatura T_s negativă

decît cîștigă. *Cîmpul electromagnetic se atenuează prin interacțiunea cu un sistem cu temperatură T_s pozitivă.*

2). *Sistemul are populațiile inversate* adică are temperatura T_s negativă (fig. 4.19). În acest caz situația este inversă : populația nivelului superior este mai mare decît cea a nivelului inferior ($n_2 > n_1$) și ca urmare Δn este negativ. Variația de putere ΔP este negativă ceea ce înseamnă că puterea pierdută de cîmp este mai mică decît cea cîștigată. Ne aflăm deci în fața unui cîștig. de putere. Acest cîștig de putere reprezintă o amplificare coerentă a cîmpului electromagnetic deoarece fotonii emiși prin tranzițiile stimulate sînt coerenți cu cîmpul care i-a indus. *Prin interacțiune cu un sistem cu populațiile inversate adică cu temperatura T_s negativă, cîmpul electromagnetic se amplifică coerent.*

3). *Sistemul are populațiile egale* $n_1 = n_2$, adică diferența Δn este nulă (fig. 4.20). Ca atare și Δ_P este nul. Cîmpul electromagnetic nici nu pierde nici nu cîștigă energie, adică în fond nu interacționează cu sistemul de particule. Sistemul este astfel „transparent" pentru cîmpul electromagnetic. *Un sistem care are populațiile egale se numește sistem saturat. Un sistem saturat nu interacționează cu un cîmp electromagnetic.*

Atît fenomenele de atenuare cît și de amplificare ale cîmpului electromagnetic sînt utilizate în electronica cuantică. *Atenuarea cîmpului electromagnetic explică fenomenele de rezonanță magnetică și electrică, iar amplificarea este utilizată în funcționarea maserilor și a laserilor.* Evident situația de anulare a schimbului de energie dintre cîmp și sistem, ca urmare a saturării sistemului este evitată deoarece nu ne oferă nici o posibilitate de utilizare practică.

Sistemele utilizate în funcționarea maserilor și laserilor trebuie să aibă temperatura negativă adică trebuie să aibă populații-

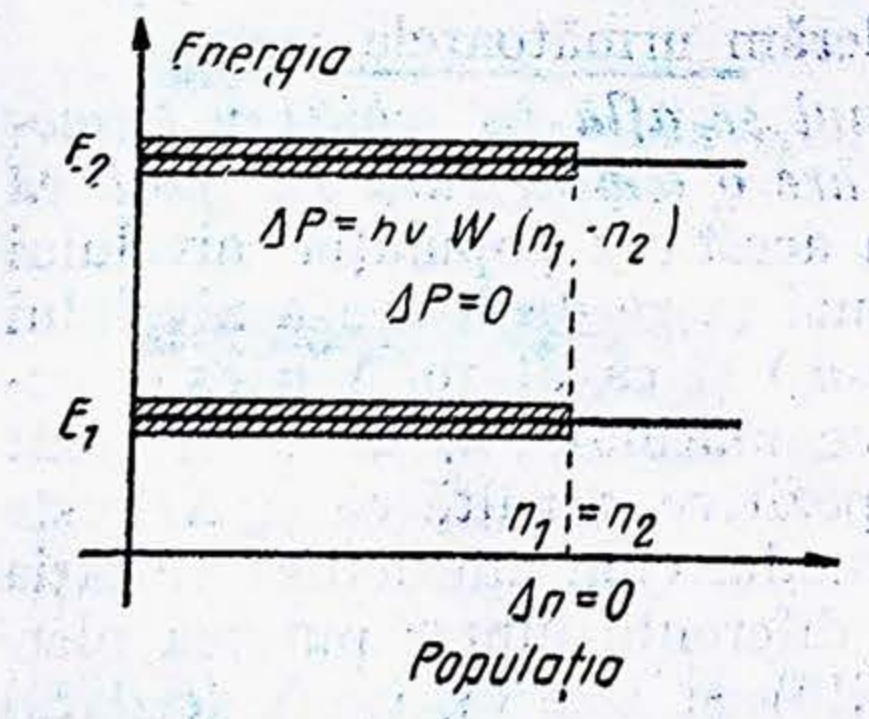


Fig. 4.20. Interacțiunea cîmpului electromagnetic cu un sistem saturat

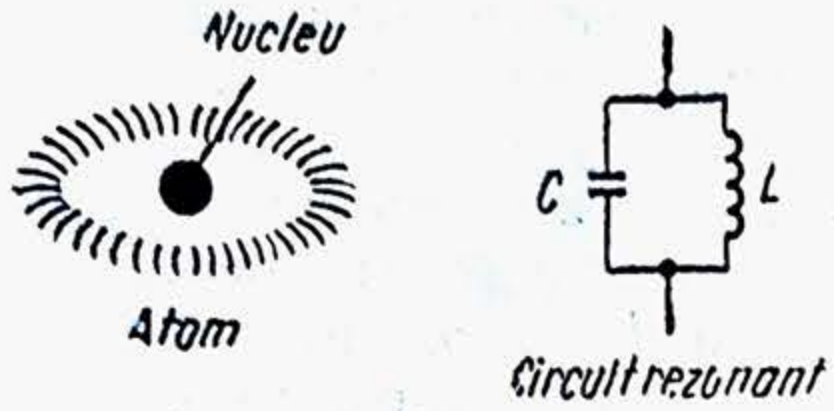


Fig. 4.21. Echivalența dintre un atom și un circuit rezonant *LC*

le inversate. *Sistemele care produc amplificarea cîmpului electromagnetic se numesc sisteme active*. Există diverse tehnici pentru a crea temperaturi negative, adică pentru a obține sisteme active. Crearea temperaturilor negative și menținerea lor reprezintă o problemă foarte importantă în funcționarea maserilor și laserilor.

Pentru crearea cîmpului electormagnetic este necesar să se utilizeze o cavitate rezonantă sau un ghid de unde.

În concluzie, *pentru a realiza un maser sau un laser trebuie să dispunem de un sistem activ și de un ghid de undă sau o cavitate rezonantă în care să fie introdus sistemul și în care să se stabilească cîmpul electromagnetic cu care sistemul interacționează*. Dispunînd de un asemenea sistem care amplifică undele electromagnetice cu care interacționează, adică în fond de un amplificator, putem să realizăm un oscilator prin aplicarea unei reacții pozitive, adică putem să obținem un generator de unde electromagnetice.

4.2.2. O ANALOGIE RADIOELECTRONICA

Linia spectrală emisă de către un atom izolat și curba de rezonanță a unui circuit rezonant *LC* au aceeași formă. Rezultă că putem să asimilăm un atom excitat cu un circuit rezonant (fig. 4.21).

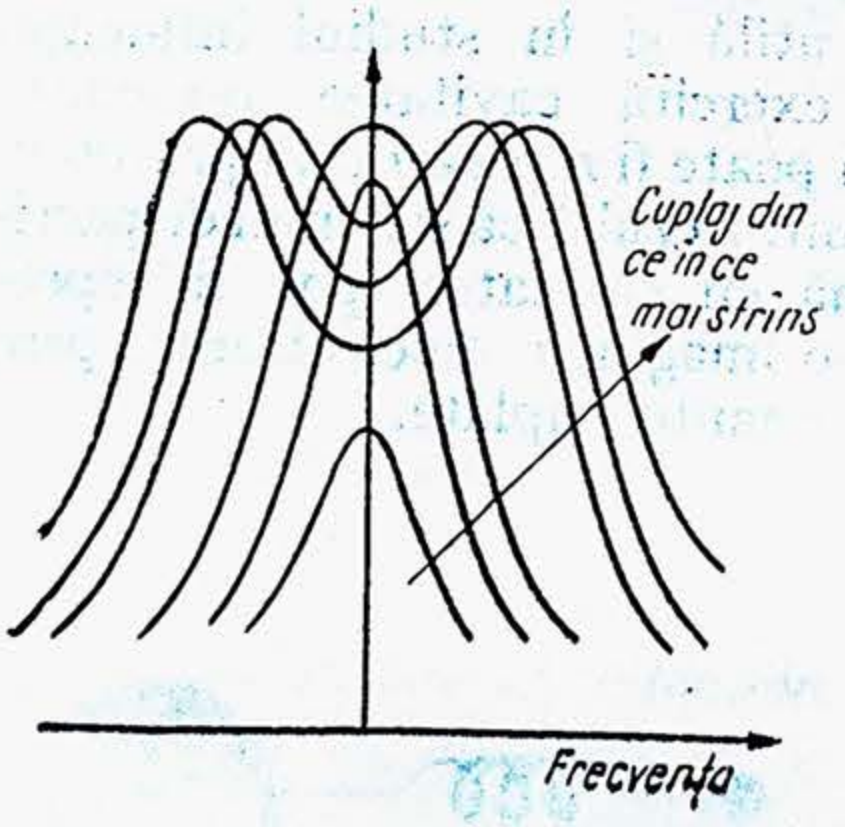


Fig. 4.22. Curba de rezonanță a două circuite *LC* cuplate pentru diferite grade de cuplaj

Dacă în loc de un singur atom izolat considerăm un sistem de particule, atunci imaginea radioelectronică a sistemului devine o colecție de circuite rezonante, cuplate, cuplajul dintre circuite reflectînd interacțiunea dintre particulele componente. Din electronică se știe că dacă mai multe circuite sînt cuplate, atunci curba de rezonanță a ansamblului se lărgește (fig. 4.22). Din acest punct de vedere imaginea radioelectronică reflectă corect comportarea sistemului. Într-adevăr s-a arătat că datorită

interacțiunii dintre particulele componente linia spectrală emisă sau absorbită de sistem se lărgește.

Dacă sistemul are temperatura pozitivă, atunci comportarea sa este identică cu cea a unui circuit rezonant obișnuit. Dacă însă sistemul are temperatura negativă, atunci el în loc să atenueze semnalul cu care interacționează, din contră îl amplifică. Putem spune că sistemul are pierderi negative. Deoarece pierderile sînt determinate de către rezistențe, în cazul considerat în special de rezistența bobinei, rezultă că putem privi circuitul rezonant ca avînd o rezistență negativă. O rezistență negativă în loc să absoarbă energie ca orice rezistență obișnuită cedează energia.

Acest mod de a privi comportarea sistemului de particule, ca un circuit rezonant cu rezistență negativă s-a dovedit a fi foarte util în cazul maserilor. În cazul laserilor sistemul de particule cu temperatură negativă poate fi privit ca un mediu cu coeficient de atenuare negativă. Acest coeficient prin semnul său ne arată că o undă care se propagă prin acest mediu, denumit *mediu activ* în loc să se atenueze, se amplifică. (fig. 4.23)

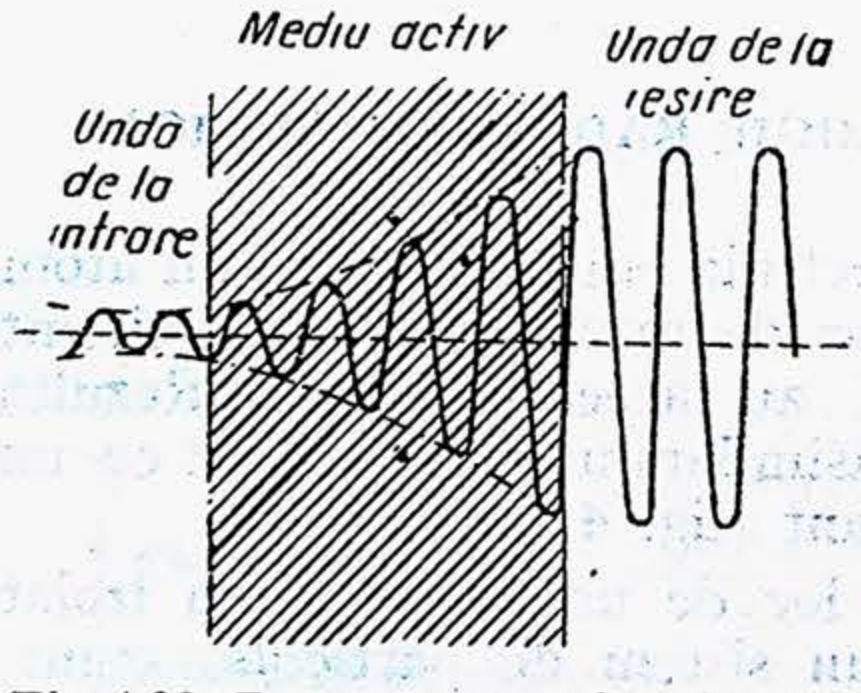


Fig. 4.23. Propagarea unei unde electromagnetice printr-un mediu activ

Asimilarea sistemului cu un circuit rezonant este utilă și în studiul influenței pe care o exercită cavitatea rezonantă deoarece și ea poate fi reprezentată printr-un circuit rezonant. Rezultă că sistemul de particule împreună cu cavitatea pot fi reprezentate într-o imagine radioelectronică prin 2 circuite rezonante cuplate.

interacțiunii dintre particulele componente linia spectrală emisă sau absorbită de sistem se lărgește.

Dacă sistemul are temperatura pozitivă, atunci comportarea sa este identică cu cea a unui circuit rezonant obișnuit. Dacă însă sistemul are temperatura negativă, atunci el în loc să atenueze semnalul cu care interacționează, din contră îl amplifică. Putem spune că sistemul are pierderi negative. Deoarece pierderile sînt determinate de către rezistențe, în cazul considerat în special de rezistența bobinei, rezultă că putem privi circuitul rezonant ca avînd o rezistență negativă. O rezistență negativă în loc să absoarbă energie ca orice rezistență obișnuită cedează energia.

Acest mod de a privi comportarea sistemului de particule, ca un circuit rezonant cu rezistență negativă s-a dovedit a fi foarte util în cazul maserilor. În cazul laserilor sistemul de particule cu temperatură negativă poate fi privit ca un mediu cu coeficient de atenuare negativă. Acest coeficient prin semnul său ne arată că o undă care se propagă prin acest mediu, denumit *mediu activ* în loc să se atenueze, se amplifică. (fig. 4.23)

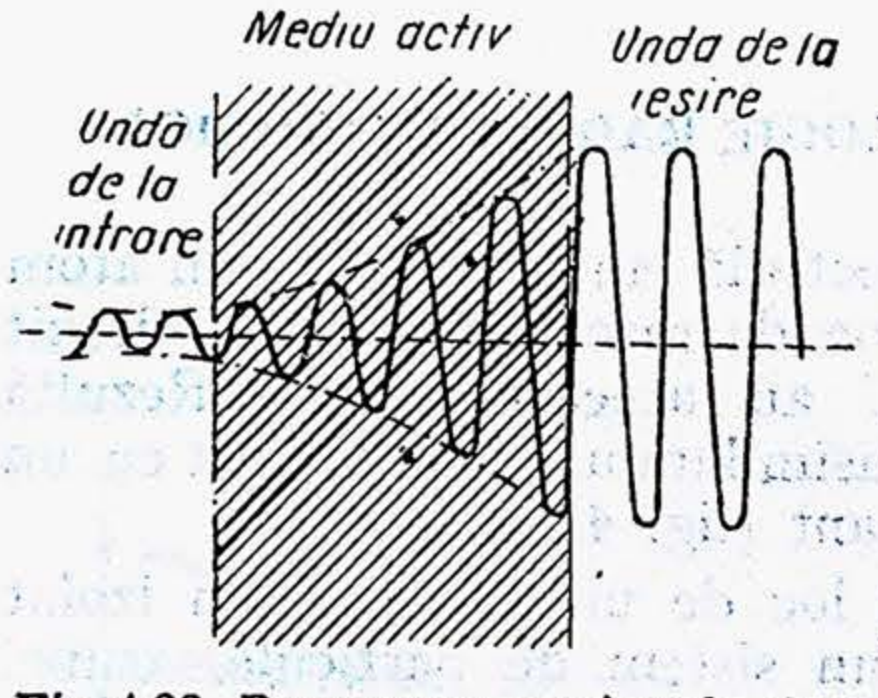


Fig. 4.23. Propagarea unei unde electromagnetice printr-un mediu activ

Asimilarea sistemului cu un circuit rezonant este utilă și în studiul influenței pe care o exercită cavitatea rezonantă deoarece și ea poate fi reprezentată printr-un circuit rezonant. Rezultă că sistemul de particule împreună cu cavitatea pot fi reprezentate într-o imagine radioelectronică prin 2 circuite rezonante cuplate.

Capitolul 5

FENOMENE DE REZONANȚĂ MAGNETICĂ

La interacțiunea dintre un sistem de particule cu temperatura pozitivă și un cîmp electromagnetic apare, așa după cum s-a arătat, o absorție de energie de la cîmp. Studiul acestei absorții, care are un caracter rezonant ne oferă nu numai informații despre structura particulelor sistemului, dar ne permite să măsurăm cu precizie unele mărimi. Deoarece, parctic, numai fenomenele de rezonanță magnetică și-au găsit aplicații în metrologia cuantică, în cele ce urmează le vom studia doar pe acestea.

5.1. EFECTUL ZEEMAN

5.1.1. TEORIA CLASICĂ A EFECTULUI ZEEMAN

În 1896 *P. Zeeman* a observat că așa numita linie galbenă emisă de atomii de sodiu se despică în mai multe linii atunci cînd aceștia sînt introduși într-un cîmp magnetic. Ulterior s-a constatat că acest fenomen, denumit *efectul Zeeman* este caracteristic tuturor atomilor. Unele particularități ale efectului Zeeman pot fi obținute în mod intuitiv cu ajutorul fizicii clasice. Deaceia în cele ce urmează îl vom studia din acest punct de vedere.

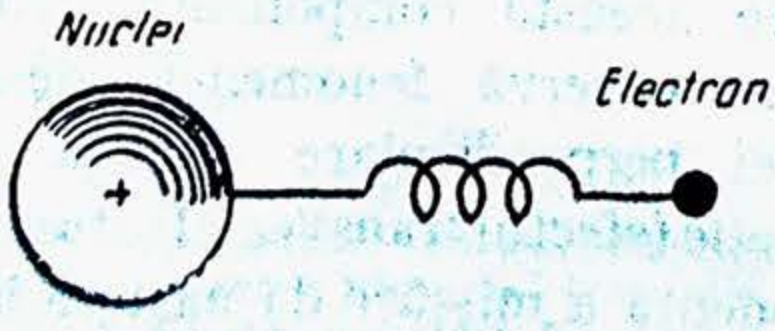


Fig. 5.1. Modelul clasic al atomului

Așa după cum s-a arătat, din punctul de vedere al fizicii clasice, un atom reprezintă un sistem rezonant, care atunci cînd este excitat, oscilează pe frecvențele corespunzătoare liniilor spectrale (fig. 5.1.). De asemenea s-a mai arătat că fizica clasică

a întîmpinat greutăți de nerezolvat în încercarea de a preciza structura acestui sistem oscilant, dificultăți care se datorează inaplicabilității conceptelor clasice în studiul sistemelor atomice. De aceea în cele ce urmează vom considera că atomul este un oscilator liniar, fără să ne mai punem alte probleme, cu excepția celei a radiației emise atunci cînd este introdus într-un cîmp magnatic.

Să introducem oscilatorul într-un cîmp magnetic îndreptat, de exemplu de-a lungul direcției verticale. În cazul general, direcția de oscilație a electronului face un unghi oarecare cu cea a cîmpului magnetic exterior. Descompunem mișcarea oscilatorie în două componente: una de-a lungul direcției cîmpului magnetic și cealaltă de-a lungul unei direcții perpendiculare (fig. 5.2.).

Forța exercitată de cîmpul magnetic asupra mișcării componente de-a lungul direcției sale este nulă. Într-adevăr, în acest caz direcția vitezei este întotdeauna paralelă cu cea a cîmpului magnetic. Componenta mișcării de-a lungul direcției cîmpului magnetic nu este influențată de prezența cîmpului magnetic. În consecință frecvența acestei mișcări rămîne nemodificată. Aceasta înseamnă că undele electromagnetice radiate de această componentă a mișcării au frecvența egală cu valoarea ν_0 corespunzătoare absenței cîmpului magnetic.

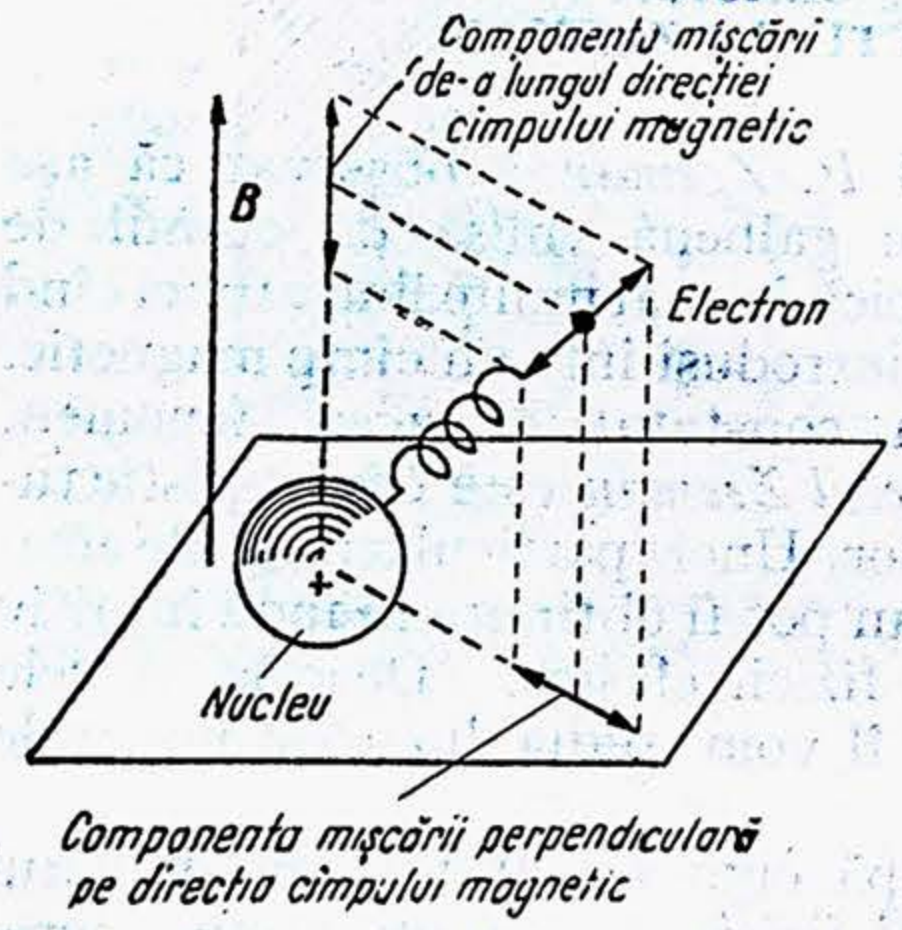


Fig. 5.2. Descompunerea mișcării oscilatorii în două componente, de-a lungul unei direcții paralele, respectiv perpendiculare pe cea a cîmpului magnetic

Așa după cum s-a arătat, un dipol electric nu radiază unde electromagnetice de-alungul direcției de oscilație. În consecință, dacă se studiază fenomenele de-a lungul direcției cîmpului magnetic (efectul longitudinal) atunci nu se observă radiația emisă de către această componentă. Din contră dacă se observă fenomenele de-a lungul direcției perpendiculare pe cea a cîmpului magnetic (efectul transversal) atunci această componentă a mișcării dă naștere la o radiație electromagnetică.

Aşa după cum s-a arătat, un dipol electric radiază de-a lungul unei direcţii oarecare (evident cu excepţia celeia de-a lungul căreia oscilaează), o undă electromagnetică liniar polarizată de-a lungul direcţiei paralele cu cea de oscilaţie. În consecinţă, radiaţia observată în cazul efectului transversal este liniar polarizată de-alungul direcţiei paralele cu cea a cîmpului magnetic. *Radiaţiile liniar polarizate de-a lungul direcţii paralele cu cea a cîmpului magnetic se notează cu litera* π

Descompunem componenta mişcării oscilatorii de-a lungul direcţiei perpendiculare pe cea a cîmpului magnetic în două mişcări circulare îndreptate în sensuri opuse (fig. 5.3.) Cîmpul magnetic acţionează asupra electronului cu forţa $\mathbf{F}_m$ perpendiculară pe viteză. În consecinţă forţa exercitată de cîmpul magnetic este îndreptată de-a lungul razei. În funcţie de sensul de rotaţie, această forţă este îndreptată înspre centrul de rotaţie sau în sens contrar (fig. 5.4).

Astfel dacă privim mişcarea circulară de-a lungul direcţiei cîmpului magnetic atunci în cazul mişcării circulare înspre dreapta forţa magnetică este îndreptată înspre interior, iar în cazul mişcării înspre stînga în sens invers. Calculele matematice, pe care nu le vom reproduce, arată că forţa magnetică *produce doar o modificare cu* $\Delta\nu$ *a frecvenţei de rotaţie* ν_0, *raza orbitei rămînînd aceiaşi*. În cazul mişcării înspre dreapta, frecvenţa creşte, devenind $\nu_0+\Delta\nu$ deoarece pentru echilibrarea forţei efective îndreptate înspre centrul de rotaţie, forţa efectivă mărită de către forţa magnetică, particula trebuie să se rotească cu o viteză mai mare pentru a păstra raza orbitei constantă. Aceleaşi consideraţii conduc la concluzia că în prezenţa cîmpului magnetic, frecvenţa mişcării înspre stînga se micşorează, devenind $\nu_0-\Delta\nu$.

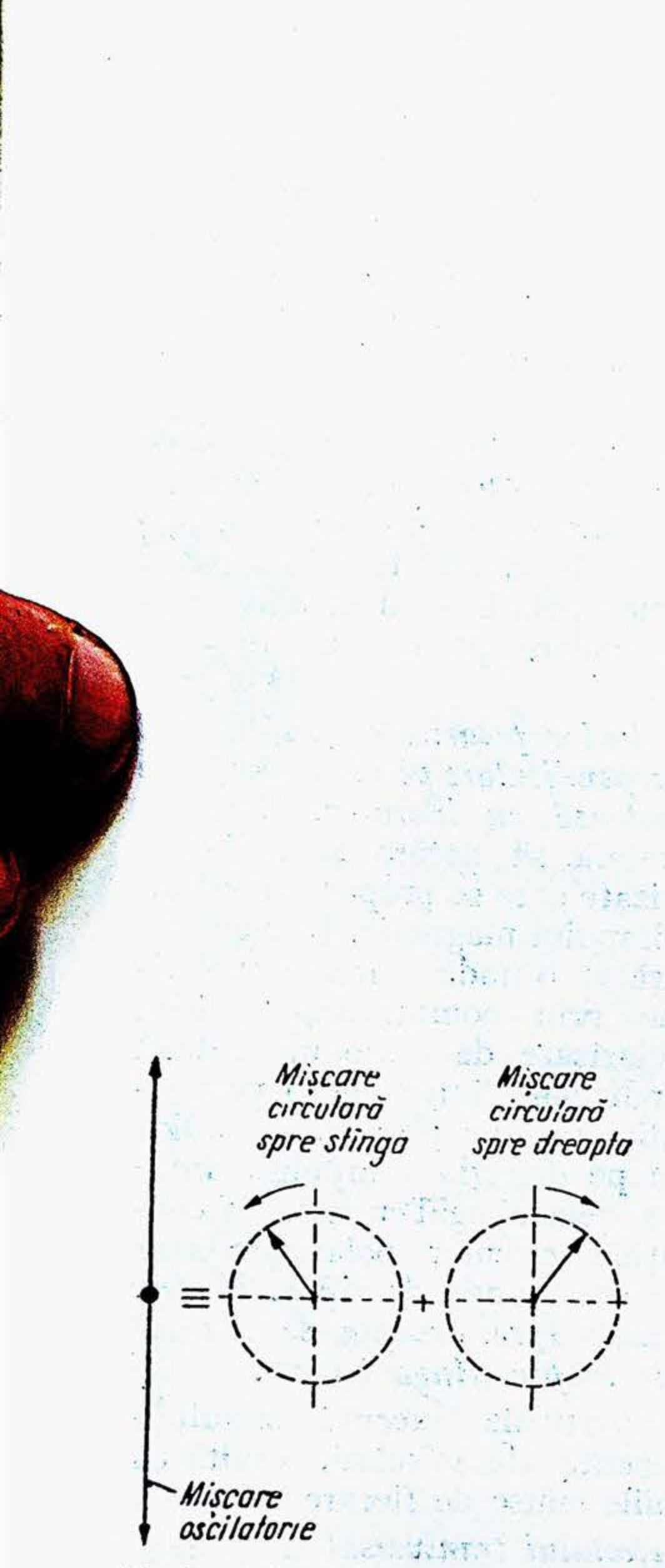


Fig. 5.3. Descompunerea mişcării oscilatorii de-a lungul direcţiei perpendiculare pe cea a cîmpului magnetic în două mişcări circulare în sensuri opuse

Așa după cum s-a arătat, mișcarea circulară a unei particule încărcate generează unde electromagnetice cu o structură mai complexă. Astfel undele emise de-a lungul unei direcții perpendiculare pe planul mișcării sînt circular polarizate. De-a lungul unei direcții conținute în planul de mișcare undele sînt liniar polarizate. În acest caz, direcția de polarizare este paralelă cu planul de mișcare, adică este perpendiculară pe cea a cîmpului magnetic. De-a lungul oricărei alte direcții unda emisă este eliptic polarizată.

În consecință, cele două mișcări dau naștere în cazul efectului longitudinal la două unde circular polarizate înspre dreapta, respectiv stînga iar în cazul efectul transversal la două liniar polarizate de-a lungul direcției perpendiculare pe cea a cîmpului magnetic.

Radiațiile liniar polarizate de-a lungul unei direcții perpendiculare pe cea a cîmpului magnetic se notează cu litera σ. Tot cu simbolul σ trebuie să notăm și radiațiile circulare polarizate care se propagă de-a lungul direcției cîmpului magnetic. Într-adevăr așa cum s-a arătat o undă circular polarizată se obține prin compunerea a două unde liniar polarizate de-a lungul a două direcții perpendiculare între ele și perpendiculare pe direcția de propagare, adică perpendiculare pe direcția cîmpului, între care există un defazaj egal cu $\pi/2$. În consecință radiațiile circular polarizate sînt echivalente cu două unde de tip σ. *Undele circular polarizate spre dreapta se notează cu* σ^+, *iar cele înspre stînga cu* σ^-.

Deoarece particula execută simultan cele 3 componente ale mișcării, rezultă că se observă liniile emise de fiecare în parte.

În cazul efectului transversal se observă deci 3 linii spectrale dispuse simetric: linia centrală π *avînd frecvența* ν_0 *egală cu cea corespunzătoare absenței cîmpului magnetic, liniar polarizată de-a lungul direcției pa-*

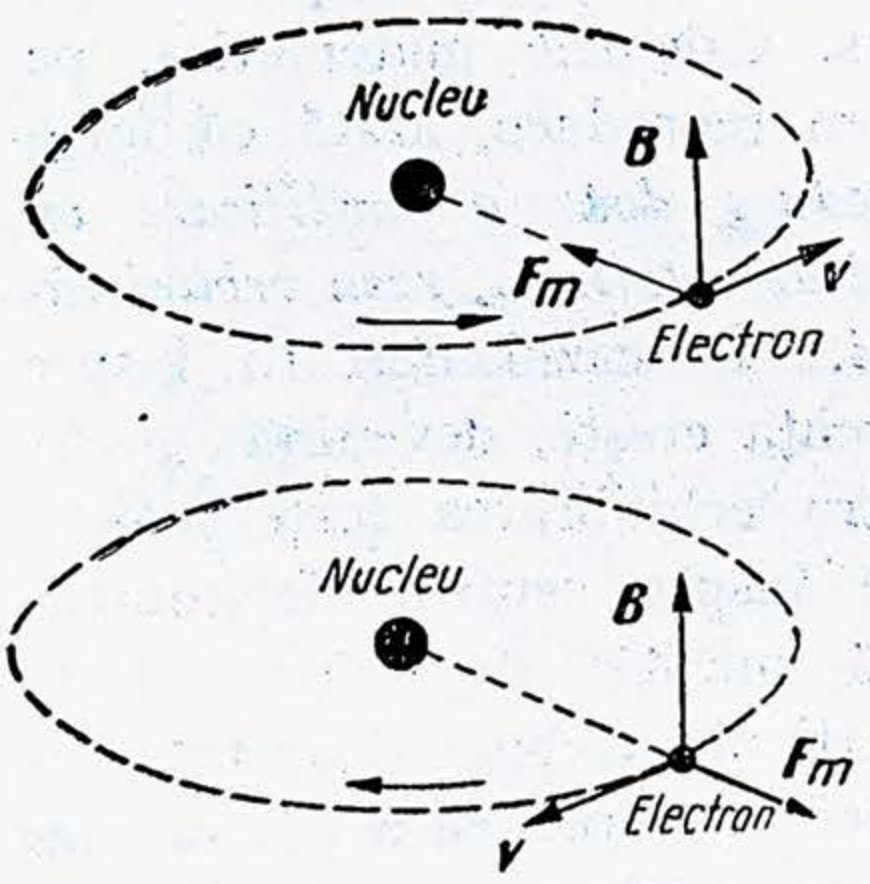


Fig. 5.4. Forța exercitată de cîmpul magnetic asupra celor două componente circulare a mișcării oscilatorii perpendiculare pe direcția cîmpului magnetic

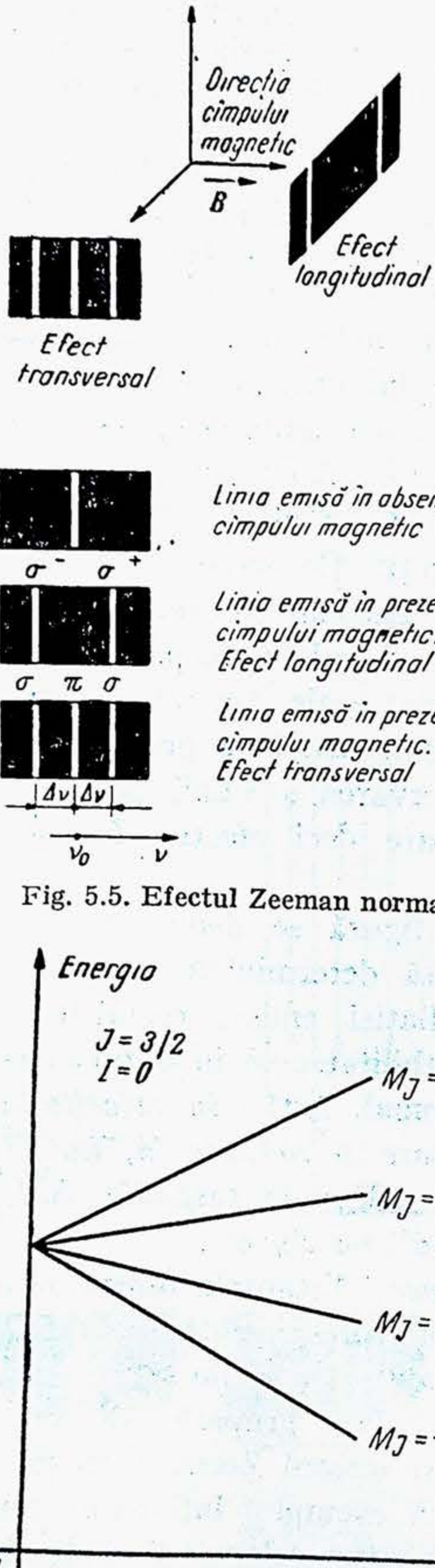


Fig. 5.5. Efectul Zeeman normal

ralele cu a cîmpului și două linii σ cu frecvențele $\nu_0+\Delta\nu$ *și* $\nu_0-\Delta\nu$ *,liniar polarizate de-a lungul direcției perpendiculare pe cea a cîmpului.*

În cazul efectului longitudinal se observă numai două componente σ^+ *și* σ^-*, de frecvențe* $\nu_0+\Delta\nu$ *și respectiv* $\nu_0+\Delta\nu$ (fig. 5.5)

Calculele matematice efectuate pentru prima oară de către Lorentz au arătat că particula ale cărei oscilații generează spectrul emis este electronul ipoteză pe care noi am adaptat-o de la început în mod tacit. Este important de remarcat că această teorie poate să explice efectul Zeeman numai în cazul unor anumiți atomi. Acest fenomen a căpătat denumirea de *efectul Zeeman normal*. În unele cazuri, apare o despicare mai complexă. În acest caz se afirmă că *efectul Zeeman* este *anomal*. Efectul Zeeman anomal nu a putut fi explicat de către fizica clasică.

5.1.2. TEORIA CUANTICĂ A EFECTULUI ZEEMAN

Să considerăm un atom al cărui nucleu are $I = 0$, adică nu are moment unghiular nuclear **I** și în consecință nici moment magnetic nuclear $\boldsymbol{\mu}_I$. Atomul se caracterizează prin numărul cuantic J, care îi determină momentul unghiular **J** și momentul magnetic $\boldsymbol{\mu}_J$. Dacă atomul este introdus într-un cîmp magnetic atunci momentul unghiular **J** se poate orienta în $2J+1$ moduri. Energia de interacțiune dintre momentul $\boldsymbol{\mu}_J$ și cîmpul magnetic depinde direct proporțional de valoarea acestuia. Rezultă că dacă se mărește cîmpul mangetic atunci crește energia de interacțiune și ca atare nivelele energetice se distanțează mai mult. Astfel în fig. 5.6 este reprezentată despicarea nivelelor energetice ale unui atom cu $J=3/2$, în funcție de cîmpul magnetic. Se observă că apar niște drepte, care ilustrează

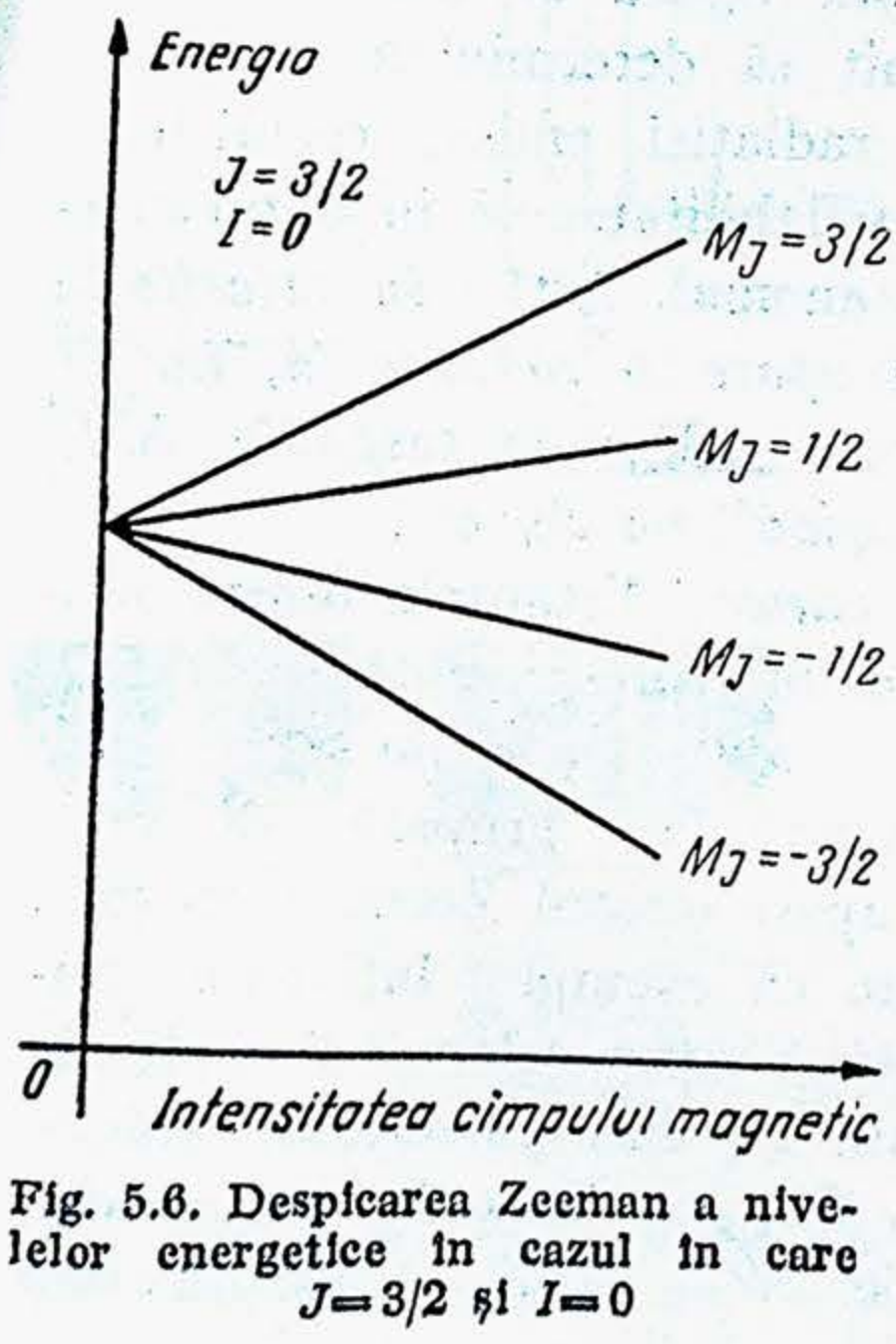


Fig. 5.6. Despicarea Zeeman a nivelelor energetice în cazul în care $J=3/2$ și $I=0$

tocmai relația de proporționalitate. Regula de selecție în cazul tranzițiilor de dipol electric între subnivelele Zeeman este: $\Delta M_J = 0, \pm 1$.

Să considerăm de exemplu tranziția între nivelele $^1P_1$ și $^1D_2$. Nivelele neperturbate de cîmpul magnetic sînt reprezentate în partea stîngă a fig. 5.7 iar nivelele despicate de cîmpul magnetic în partea dreaptă. Se observă că nivelul inferior s-a despicat în $2J+1=2.1+1=3$ subnivele, iar cel superior în $2J+1=2.2+1=5$ subnivele Tranzițiile posibile între nivele sînt reprezentate prin săgeți. Deoarece distanțele dintre subnivelele Zeeman corespunzătoare nivelului superior și cele corespunzătoare nivelului inferior sînt egale, tranzițiile între aceste nivele se grupează în 3 grupe, ceea ce determină observarea a 3 linii spectrale. În acest caz apare deci efectul Zeeman normal.

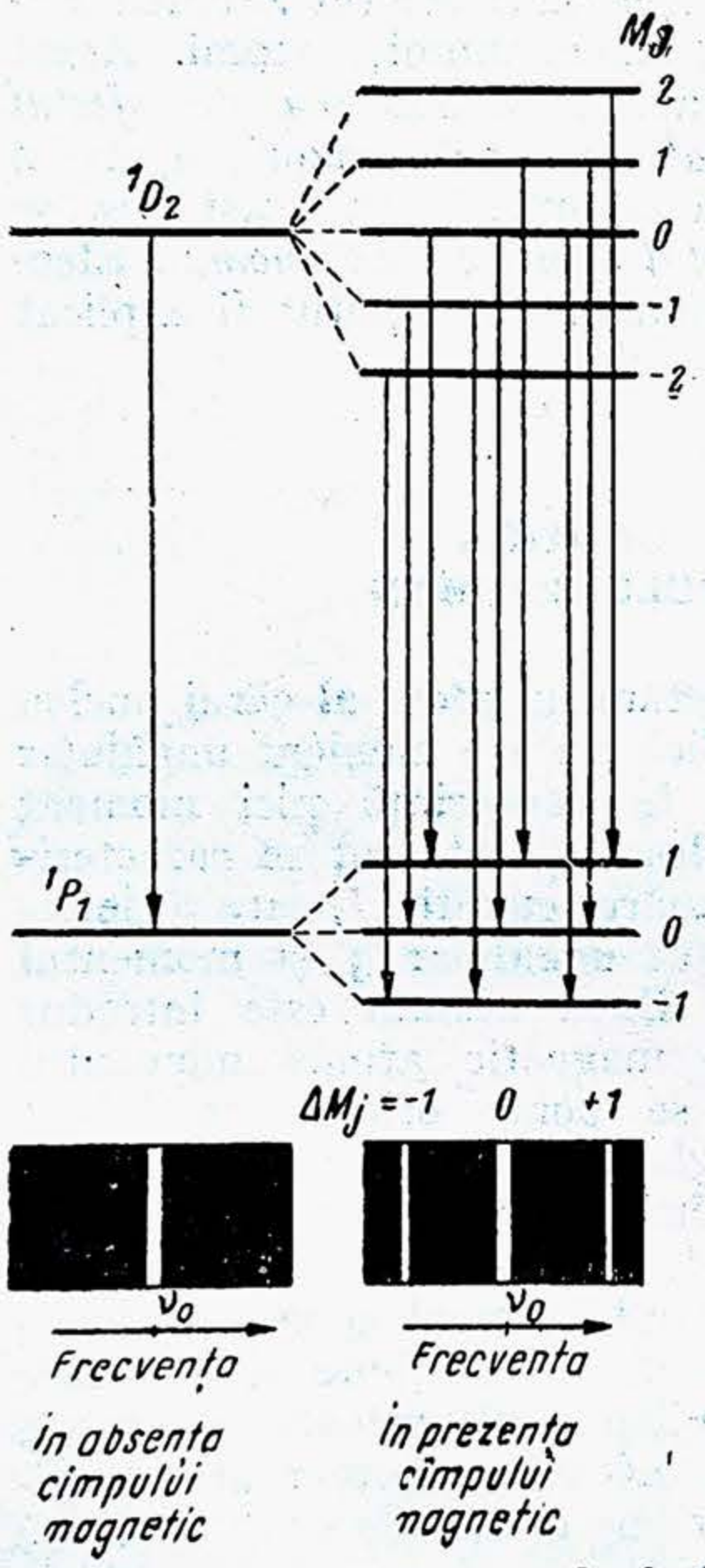
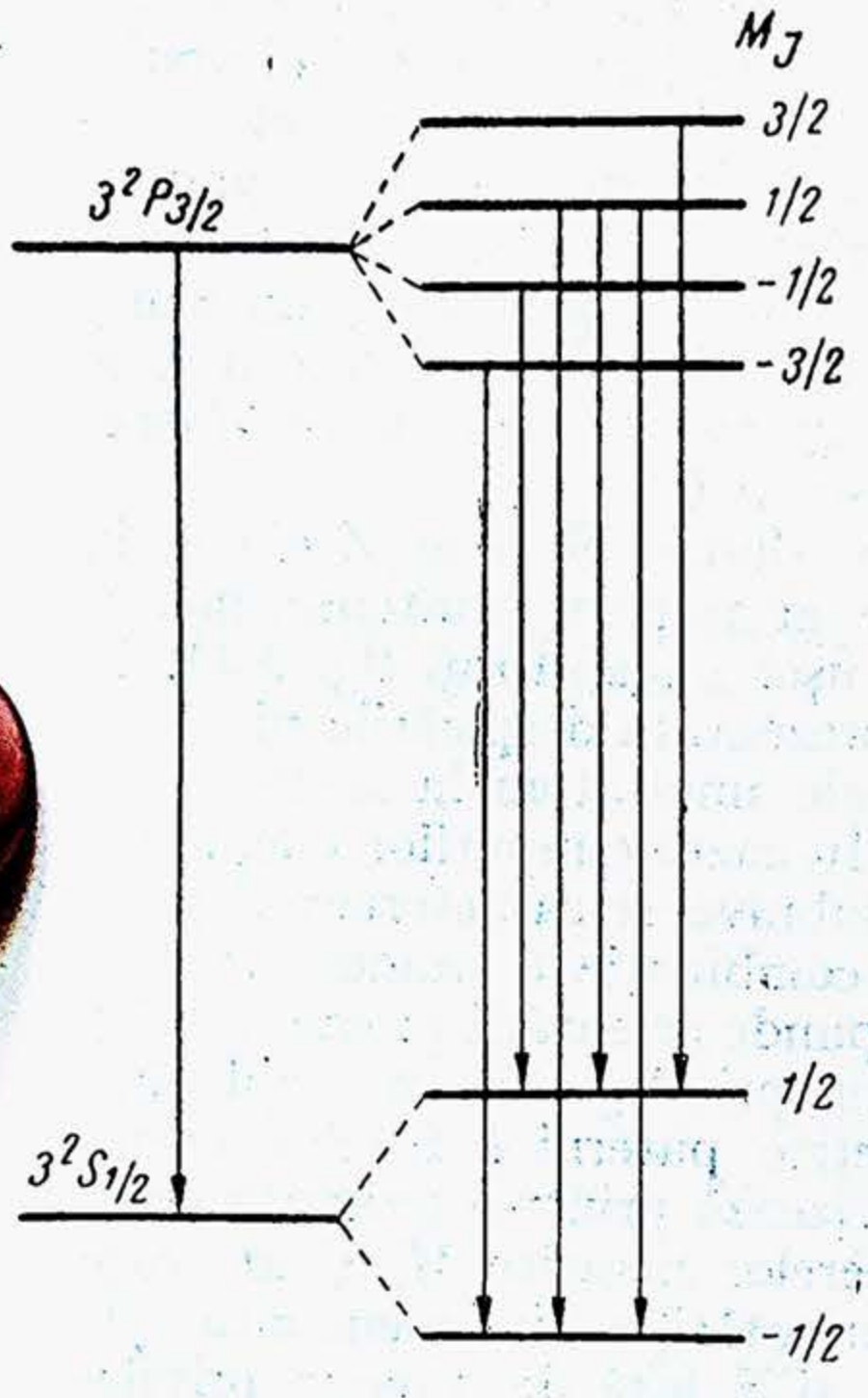


Fig. 5.7. Tranzițiile în cazul efectului Zeeman normal

Din această figură se deduc regulile care ne permit să determinăm starea de polarizare a radiației emise, reguli care își păstrează valabilitatea și în cazul efectului Zeeman anomal. Astfel *în cazurile în care* $\Delta M_J=0$ *apare o radiație* π, *iar în situațiile în care* $\Delta M_J=1$, *respectiv* $\Delta M_J=-1$ *o radiație* σ^+, *resectiv* σ^-.

În unele cazuri, distanțele dintre subnivelele Zeeman corespunzătoare diferitelor nivele nu mai sînt egale și ca atare nu se mai poate face gruparea de sus. În acest caz apare efectul Zeeman anomal. Să considerăm că exemplul influența cîmpului magnetic asupra celor 2 linii D ale sodiului: linia D_1 corespunzătoare tranziției $3^2P_{1/2} - 3^2S_{1/2}$ și linia D_2 corespunzătoare tranziției $3^2P_{3/2} - 3^2S_{1/2}$. Într-un cîmp



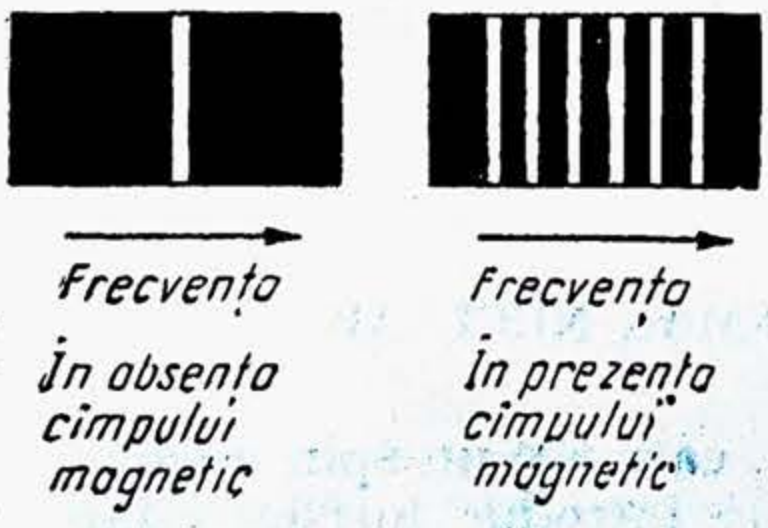


Fig. 5.8. Tranzițiile în cazul efectului anomal

magnetic nivelul $3^2S_{1/2}$ se despică în două componente Zeeman ($2J+1=2.1/2+1=2$), nivelul $3^2P_{1/2}$ de asemenea în 2 nivele ($2J+1=2.1/2+1=2$) în timp ce nivelul $3^2P_{3/2}$ se despică în 4 componente ($2J+1=2.3/2+1=4$) Aplicînd regulile de selecție se determină liniile spectrale emise și starea lor de polarizare. Deoarece separarea între componente diverselor nivele nu mai este egală, linia D_1 se despică în 4 componente Zeeman, iar linia D_2 în 6 componente. Despicarea liniei D_2 este reprezentată în fig. 5.8.

Analiza prezentată a arătat că atunci cînd atomii execută tranziții de pe subnivele superioare pe cele inferioare, ei emit radiații electromagnetice cu o anumită stare de polarizare. Fenomenul descris prezintă însă și aspectul invers. Astfel, *pentru ca un atom să execute o tranziție Zeeman de pe un nivel inferior pe unul superior trebuie nu numai ca frecvența radiației electromagnetice să fie egală cu valoarea corespunzatoare diferenței de energie între nivele, dar mai este necesar ca ea să aibă aceiași stare de polarizare cu cea a radiației emise în tranziția inversă.* Faptul că radiațiile absorbite în cazul tranzițiilor Zeeman trebuie să aibă o polarizare convenabilă și-a găsit aplicații la *metoda pompajului optic.*

5.1.3. EFECTUL ZEEMAN ÎN CÎMPURI INTENSE

S-a arătat că în cazul cuplajului (**LS**) vectorii $\mathbf{l}_i$ ai fiecărui electron fiind puternic cuplati precesionează rapid în jurul momentului lor rezultant **L**, vectorii $\mathbf{s}_i$ ai fiecărui electron precesionează de asemenea în jurul momentului lor rezultant **S**, iar vec-

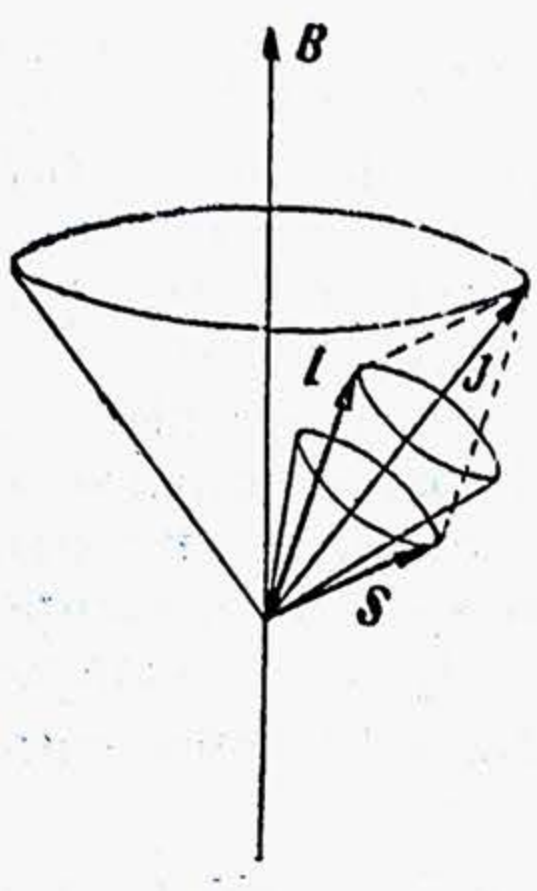


Fig. 5.9. Precesia momentelor într-un cîmp magnetic slab

torii **L** și **S** precesionează și ei la rîndul lor în jurul momentului lor rezultant **J** (fig. 5.9.).

De asemenea s-a arătat că dacă atomul este introdus într-un cîmp magnetic, distanța dintre subnivelele Zeeman este direct proporțională cu intensitatea acestuia. La valori mari ale cîmpului magnetic s-ar putea ca această distanță să o depășească pe cea dintre nivelele structurii fine. În aceste condiții vectorii **L** și **S** sînt decuplați unul de celălalt, iar fiecare dintre ei procesionează „pe cont propriu" în jurul direcției cîmpului magnetic, avînd de-a lungul acesteia proiecții cuantificate determinate de numerele cuantice de orientare M_L și respectiv M_S (fig. 5.10). Fenomenul prin care un cîmp magnetic puternic decuplează vectorii **L** și **S** se numește *efectul Zeeman în cîmp intens* sau *efectul Paschen-Bach*.

Diferențele dintre efectele Zeeman în cîmpuri slabe și respectiv intense pot fi urmărite mai ușor cu ajutorul fig. 5.11. în care au fost prezentate despicările nivelelor $^2P_{1/2}$ și $^2P_{3/2}$ ale unui atom în aceste două cazuri limită. În cazul cîmpurilor magnetice slabe, fiecare subnivel se caracterizează printr-o anumită combinație a numerelor J și M_J care corespunde orientării momentului **J** față de direcția privilegiată. În cazul cîmpurilor magnetice puternice fiecare subnivel se caracterizează printr-o anumită combinație a numerelor cuantice M_L și M_S care corespunde orientărilor independente ale momentelor **L** și **S** față de direcția privilegiată.

În cazul cîmpurilor magnetice puternice regulile de selecție sînt $\Delta M_L = 0, \pm 1$ și $\Delta M_S = 0$.

Fig. 5.10. Precesia momentelor într-un cîmp magnetic puternic

5.1.4. EFECTUL ZEEMAN NUCLEAR

Dacă un atom, care are un spin nuclear diferit de zero, este introdus într-un cîmp magnetic, atunci apare o despicare suplimentară a nivelelor energetice. Despicarea ni-

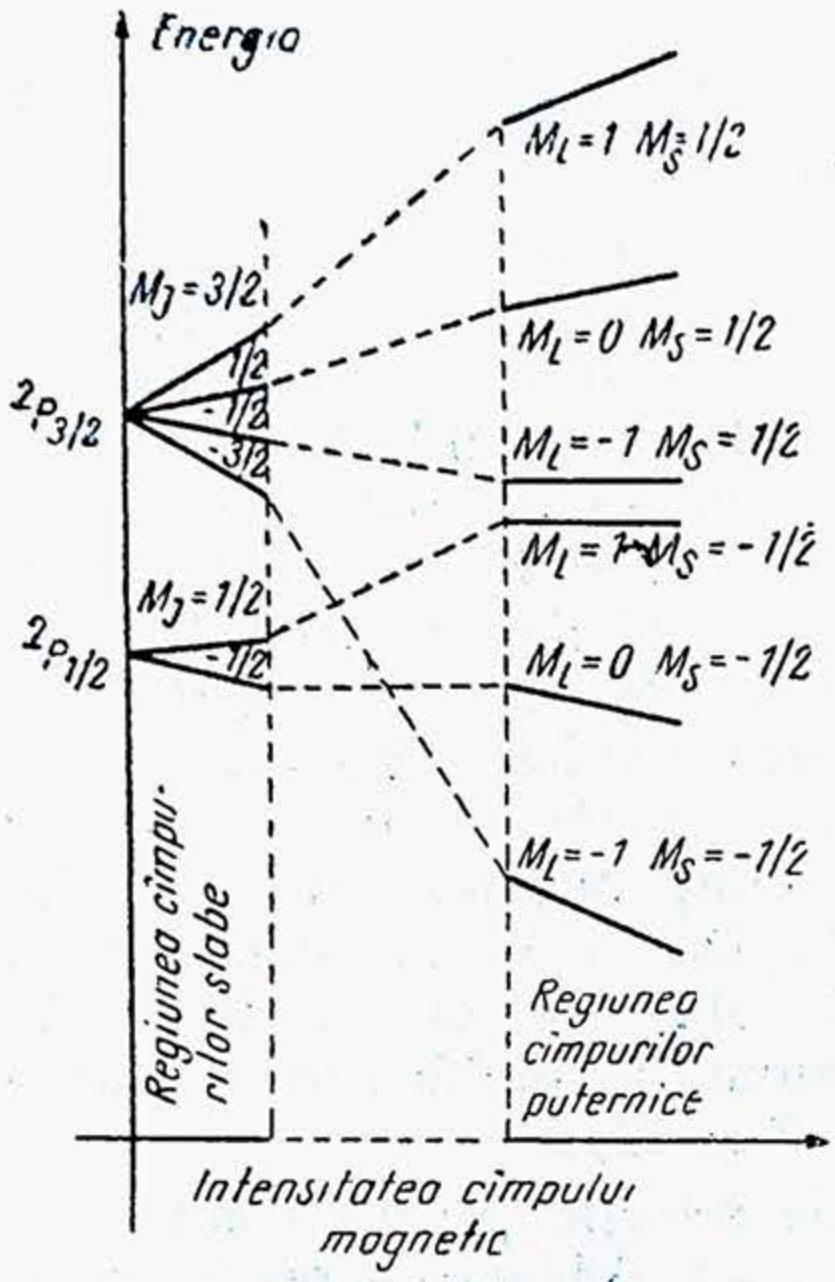


Fig. 5.11. Efectul Zeeman în cîmpuri slabe și respectiv intense

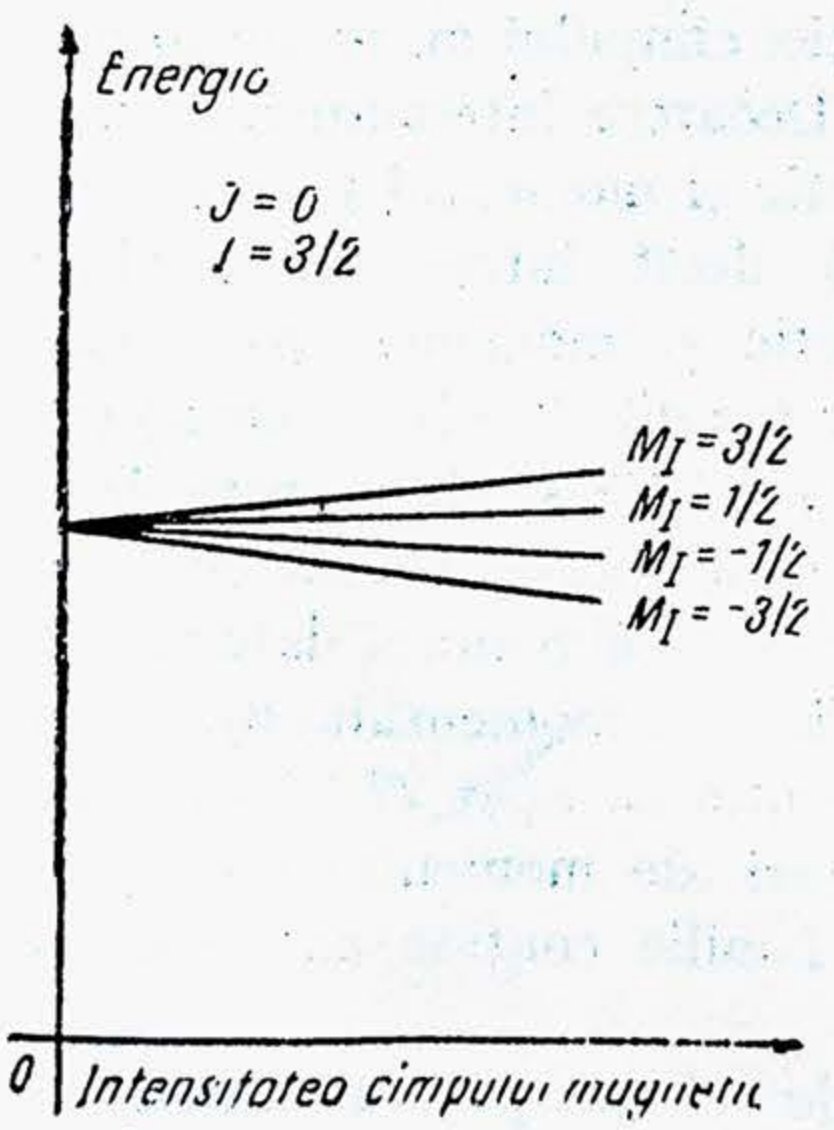


Fig. 5.12. Despicarea Zeeman în cazul în care $J=0$ și $I=3/2$

velelor energetice ale unui atom introdus într-un cîmp magnetic datorită spinului nuclear se numește *efectul Zeeman nuclear*.

Să considerăm pentru început cazul în care atomul are numai un moment nuclear, adică cazul în care $\mathbf{J}=0$ și deci $\mu_J=0$. Momentul magnetic de spin datorită orientărilor cuantificate în spațiu determină o despicare Zeeman a nivelelor energetice în $2I+1$ subnivele, asemănătoare cu despicarea Zeeman determinată de momentele magnetice electronice. Din cauza valorii mici a momentelor magnetice nucleare interacțiunea lor cu cîmpul magnetic este mult mai slabă decît cea a momentelor electronice, la aceeași valoare a cîmpului. Din această cauză despicarea nivelelor energetice datorită momentului nuclear este mai puțin pronunțată decît despicarea datorită momentelor electronice. Despicarea Zeeman a nivelelor energetice ale unui atom care are $J=0$ și $I=3/2$ este reprezentată în fig. 5.12.

Ce se întîmplă dacă atomul are un moment unghiular $\mathbf{J}$ și un moment unghiular nuclear $\mathbf{I}$ ambii diferiți de zero? Reamintim că în cazul în care atomul nu este introdus într-un cîmp magnetic, vectorii $\mathbf{J}$ și $\mathbf{I}$ se combină formînd vectorul $\mathbf{F}$, în jurul direcției căruia vectorii $\mathbf{J}$ și $\mathbf{I}$ precesionează. Ca și în cazul efectului Zeeman se deosebesc două situații, una pentru cîmpuri magnetice slabe și alta pentru cîmpuri magnetice puternice. Prin cîmpuri magnetice slabe se înțeleg acele cîmpuri care nu desfac cuplajul vectoriilor $\mathbf{J}$ și $\mathbf{I}$, care formează astfel vectorul $\mathbf{F}$. Din contră în cazul cîmpurilor magnetice puternice cuplajul dintre $\mathbf{J}$ și $\mathbf{I}$ este desfăcut. Deoarece interacțiunea momentelor nucleare cu cîmpul magnetic este mult mai slabă decît interacțiunea cu momentele electronice, rezultă că valorile pentru care apare desfacerea cuplajului vectorilor $\mathbf{J}$ și $\mathbf{I}$ sînt mai mici decît cele corespunzătoare desfacerii cuplajului între vectorii $\mathbf{L}$ și $\mathbf{S}$.

Ca exemplu că considerăm cazul unui atom care are nivelul energetic $^2S_{1/2}$ ($J=1/2$) și un spin nuclear $I=3/4$.

Dacă cîmpul magnetic în care introducem atomul este slab atunci cuplajul vectorilor **J** și **I** este menținut. Se formează astfel vectorul **F**. Aplicînd regulile de compunere ale momentelor unghiulare obținem că $F=J+I=3/2+1/2=2$ și $F=J+I-1=3/2+1/2-1=1$. Orientările momentului rezultant sînt date de numărul cuantic de orientare M_F care are valorile $M_F=2, 1, 0, -1, -2$ pentru $F=2$ și $M_F=1, 0, -1$ pentru $F=1$. Într-un cîmp magnetic slab, nivelul cu $F=1$ se despică în 3 subnivele, iar cel cu $F=2$ în 5 subnivele, caracterizate fiecare printr-o anumită combinație a numerelor cuantice F și M_F.

Regulile de selecție pentru componentele π sînt $\Delta F=\pm 1$, $\Delta M_F=0$ și pentru componentele σ sînt $\Delta F=0, \pm 1$, $\Delta M_F=\pm 1$.

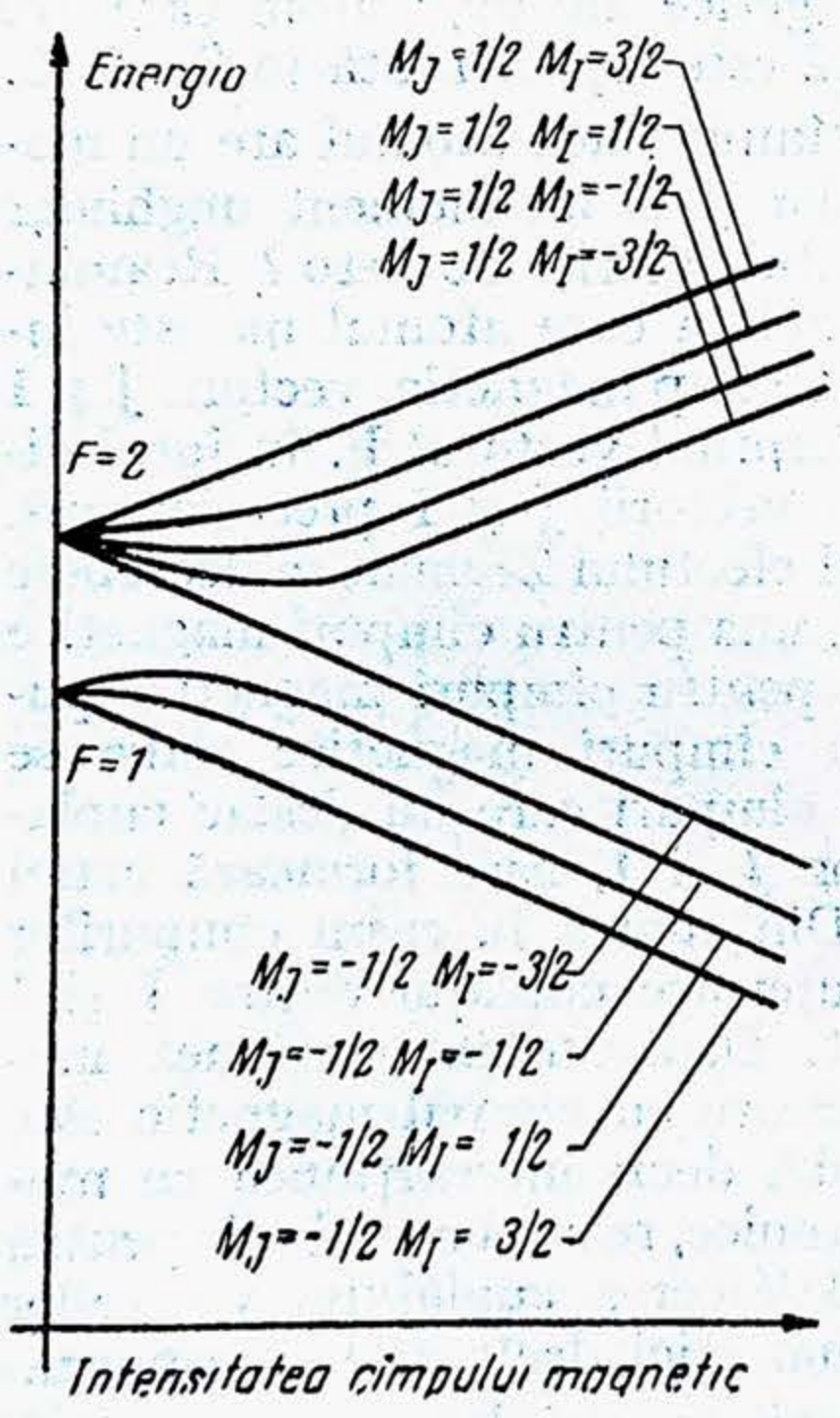


Fig. 5.13. Despicarea Zeeman în cazul în care $J=1/2$ și $I=3/2$

Dacă cîmpul magnetic în care introducem atomul este puternic atunci cuplajul dintre vectorii **J** și **I** este desfăcut și ca atare ambii vectori efectuează mișcări de precesie în jurul direcției cîmpului magnetic în mod independent. Deoarece interacțiunea dintre cîmpul magnetic și momentul μ_J este mult mai puternică decît interacțiunea dintre cîmpul magnetic și momentul μ_I rezultă că se obțin 2 familii de nivele energetice, una pentru $M_J=+1/2$ și alta pentru $M_J=-1/2$. În cadrul fiecărei familii de nivele apare o despicare suplimentară datorită orientării cuantificate a momentului μ_I. Deoarece $I=3/2$ rezultă că apar $2I+1=2\cdot 3/2+1=4$. orientări ale momentului μ_I și ca atare fiecare familie conține cîte 4 curbe (fig. 5.13).

Regulile de selecție pentru radiația de dipol sînt în acest caz $\Delta M_I=\pm 1$; $\Delta M_J=0$ sau $\Delta M_I=0$; $\Delta M_J=\pm 1$.

5.2. PROPRIETĂȚILE MAGNETICE ALE CORPURILOR

5.2.1. CARACTERIZAREA PROPRIETĂȚILOR MAGNETICE

Toate corpurile sînt fără nici o excepție, într-o măsură mai mare sau mai mică, active din punct de vedere magnetic. Aceasta este o consecință a structurii atomice a materiei, atomul fiind format din particule înzestrate și cu momente magnetice proprii.

Cum se comportă solidele din punct de vedere magnetic ? Răspunsul la această întrebare ni-l dă cunoașterea magnetizației **M** care ia naștere atunci cînd corpul este introdus într-un cîmp magnetic exterior **H**. Prin magnetizație se înțelege suma vectorială a tuturor momentelor magnetice ale particulelor care compun corpul. În general, între magnetizația **M** și cîmpul magnetic **H** există o relație de proporționalitate :

$$\mathbf{M}=\chi\cdot\mathbf{H} \qquad (5.1)$$

unde coeficientul de proporționalitate χ se numește *susceptivitatea magnetică*.

Unele solide prezintă o susceptivitate magnetică negativă foarte mică și independentă de temperatură. Asemenea corpuri se numesc *diamagnetice* (fig. 5.14). Alte solide prezintă o susceptivitate pozitivă mică și puternic dependentă de temperatură (fig. 5.15). Asemenea corpuri se numesc *paramagnetice*. În sfîrșit, există solide care au o susceptivitate pozitivă și de valoare foarte mare. Aceste solide se numesc *feromagnetice*.

Fig. 5.14. Magnetizația M a unui corp diamagnetic

5.2.2. CORPURI DIAMAGNETICE

Corpurile diamagnetice se caracterizează prin aceea că atomii, ionii sau moleculele care le compun nu au momente magnetice per-

manente, adică independente de prezența respectiv absența cîmpului magnetic.

Fenomenele de diamagnetism pot fi explicate destul de corect de către fizica clasică, utilizînd modelul atomic al lui Bohr. Presupunem inițial că electronul se mișcă în jurul nucleului cu o viteză unghiulară ω pe o orbită circulară de rază r și că apoi îl introducem într-un cîmp magnetic **B** a cărui direcție este perpendiculară pe planul orbitei. Asupra electronului mai acționează în acest caz și forța $\mathbf{F}_m$ determinată de cîmpul magnetic. Această forță fiind perpendiculară atît pe viteza electronului cît și pe direcția cîmpului magnetic este orientată de-a lungul razei. Sub acțiunea acestei forțe, raza orbitei nu se schimbă, însă se mărește sau se micșorează viteza unghiulară a electronului, în funcție de sensul mișcării sale.

Modificarea mișcării electronului provocată de cîmpul magnetic, produce un moment magnetic îndreptat în sens opus cîmpului care l-a creat. Într-adevăr, dacă ne referim la cazul reprezentat în fig. 5.16 *a* putem să descompunem mișcarea electronului dintr-un atom introdus în cîmp magnetic în două mișcări de rotație de la stînga la dreapta corespunzătoare absenței cîmpului magnetic (fig. 5. 16 *b*) și cealalta indusă de cîmpul magnetic, tot de la stînga la dreapta (fig. 5.16 *c*). Mișcarea indusă de cîmpul magnetic crează un moment magnetic îndreptat în sens invers cîmpului magnetic.

Deoarece magnetizația **M** este îndreptată în sens invers cîmpului magnetic **H**, rezultă că susceptivitatea magnetică χ este negativă. Ea are o valoare foarte mică deoarece momentele induse de către cîmpul magnetic sînt de asemenea foarte mici.

Toate corpurile sînt diamagnetice. În cazul corpurilor paramagnetice sau feromagnetice, diamagnetismul este mascat de anumite proprietăți specifice.

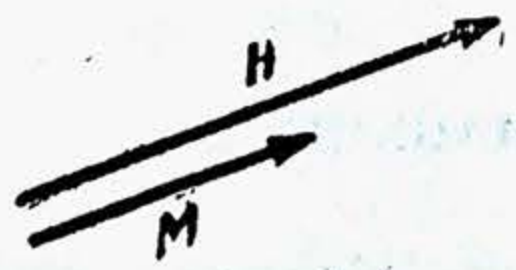


Fig. 5.15. Magnetizația **M** a unui corp paramagnetic

5.2.3. CORPURI PARAMAGNETICE ŞI FEROMAGNETICE

Corpurile paramagnetice se caracterizează prin aceea că atomii, ionii sau moleculele constituiente au momente magnetice parmanente.

Momentele magnetice permanente ale atomilor sînt determinate fie de către spinul electronilor, fie de către mişcarea orbitală a electronilor. Neglijăm spinii nucleari din cauza valorilor lor foarte mici. S-a arătat la studiul atomilor liberi că proprietăţile lor magnetice sînt determinate numai de electronii de pe ultima subpătură deoarece electronii de pe subpăturile interioare complet ocupate, au momentele rezultante de spin şi respectiv orbitale nule. Numai electronii de pe subpăturile parţiale ocupate determină momentele magnetice permanente ale atomilor.

Ce se întîmplă cînd atomii se unesc pentru a forma un corp ? În general, datorită legăturilor care se stabilesc între electronii de pe subpăturile parţial ocupate apare o neutralizare reciprocă a momentelor magnetice de spin. De exemplu, în cazul moleculei de hidrogen, cei doi electroni care realizează legătura au spinii orientaţi în sensuri opuse astfel încît momentul magnetic de spin rezultant este nul. În concluzie, cu toate că în starea liberă mulţi atomi au momente magnetice de spin nenule, atunci cînd se reunesc pentru a forma un corp, datorită legăturilor, apare o neutralizare reciprocă a momentelor magnetice de spin astfel încît, momentul magnetic de spin rezultant este nul. Există însă şi excepţii de la această regulă, tocmai în cazul corpurilor paramagnetice şi feromagnetice.

Momentele magnetice orbitale sînt determinate de mişcarea orbitală a electronilor de pe sub păturile parţial ocupate. Oritocmai aceşti electroni care sînt cei mai slabi legaţi de atom participă la formarea le-

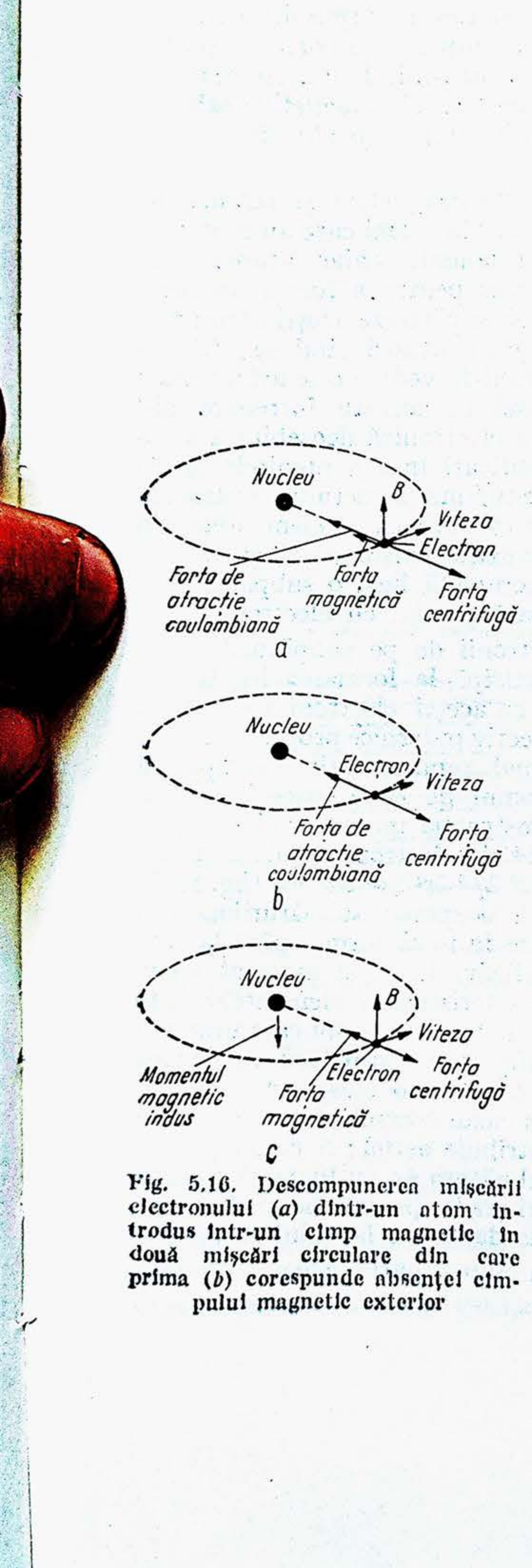


Fig. 5.16. Descompunerea mişcării electronului (*a*) dintr-un atom introdus într-un cîmp magnetic în două mişcări circulare din care prima (*b*) corespunde absenţei cîmpului magnetic exterior

găturii. Mișcarea lor este foarte puternic perturbată în interiorul corpului. Ca urmare, atomii dintr-un corp se comportă ca și cum ar avea momentul orbital nul. Aceasta înseamnă că și momentele magnetice orbitale ale atomilor dintr-un corp sînt în general nule.

Corpurile paramagnetice și feromagnetice sînt formate din atomi care au momente magnetice permanente chiar atunci cînd atomii se reunesc pentru a forma un corp. Cum pot însă să-și păstreze acești atomi momentele magnetice atunci cînd se află într-un corp, avînd în vedere cele arătate mai sus ? Răspunsul la această întrebare ni-l oferă structura electronică deosebită a acestor atomi clasificați în așa numitele *grupe de tranziție*. Studiind structura electronică a acestora, se observă că la elementele din grupele de tranziție există pe lîngă ultima subpătură incompletă încă o subpătură inferioară ocupată parțial cu electroni.

Cum electronii de pe subpăturile inferioare nu participă la formarea legăturilor ne așteptăm ca acești electroni să confere atomului respectiv puternice proprietăți magnetice. Cel mai reprezentativ exemplu îl constituie atomul de *crom*, care este larg utilizat în construcția maserilor și laserilor. Cromul are 24 de electroni repartizați astfel : Cr : $1s^2\ 2s^2\ 2p^6\ 3s^2\ 3p^6\ 3d^5\ 4s^1$ (fig. 5.17). Se observă că ocuparea subpăturilor electronice decurge în mod normal pînă la subpătura $3p$ inclusiv. În acest moment apare trăsătura caracteristică a elementelor din grupele de tranziție : electronii care urmează în loc să completeze subpătura respectivă preferă să treacă pe o subpătură imediat superioară. În cazul cromului, cei 6 electroni rămași se distribuie astfel : 5 pe subpătura $3d$ iar 1 pe subpătura $4s$, cu toate că pe subpătura $3d$ mai era loc pentru încă 5 electroni. Acest lucru se datorește faptului că ambele subpături au aproximativ aceeași energie. În cazul subpăturii $3d$, $n=3$, $l=2$ și în con-

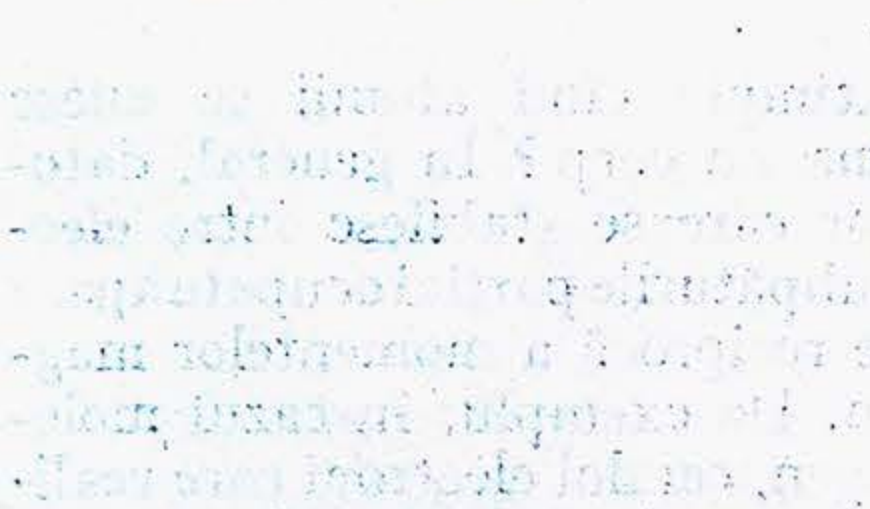


Fig. 5.17. Structura electronică a cromului

secință m_l poate avea 5 valori și anume m_l=2, 1, 0, —1, —2. Pe această subpătură pot să se afle maximum 5 electroni care să aibă același număr cuantic m_s=1/2, pentru a nu viola principiul de excluziune a lui Pauli. Cel de al 6-lea electron trebuie să aibe în mod necesar m_s=—1/2, dacă s-ar așeza pe subpătura 3*d*. Acest electron are la dispoziție însă și sub pătura 4*s* caracterizată prin aceiași valoare a energiei ca și subpătura 3*d*. De aceea acest electron preferă să se așeze pe această subpătură care îi oferă posibilitatea de a avea numărul cuantic m_s egal cu cel al celor 5 electroni de pe subpătura 3*d* adică m_s=1/2.

Fenomenul se explică prin repulsia electrostatică dintre electroni. Într-adevăr dacă electronii de pe o subpătură au același număr m_s, atunci m_l trebuie neapărat să difere. Aceasta înseamnă că ei pot să evolueze pe orbite cu orientări diferite în spațiu, ceea ce determină o micșorare a proporției de timp corespunzătoare cazului cînd sînt foarte apropiați.

Cromul se manifestă în legăturile chimice ca avînd valența 2 sau 3, ceea ce înseamnă că în combinațiile chimice participă singurul electron pe de sub pătura 4*s* și unul sau 2 electroni de pe subpătura 3*d*. Pe aceasta rămîn 4 sau 3 electroni ceea ce determină ca ea să nu fie complet ocupată cu electroni. Această subpătură interioară parțial ocupată cu electroni este responsabilă de puternicele proprietăți magnetice ale cromului.

Ne așteptăm ca în cazurile în care energiile a două subpături au practic aceeași valoare să apară elemente cu proprietăți magnetice importante. Dacă așezăm subpăturile în ordinea crescătoare a energiilor, atunci obținem următorul șir:

1*s*, s^2, 3*s*, 3*p* (4*s*, 3*d*) 4*p* (5*s*, 4*d*) 5*p* (6*s*, 4*f*, 5*d*) 6*p* (7*s*, 5*f*, 6*d*)... Parantezele arată că subpăturile corespunzătoare au practic aceeași energie (fig. 5.18). În asemenea ca-

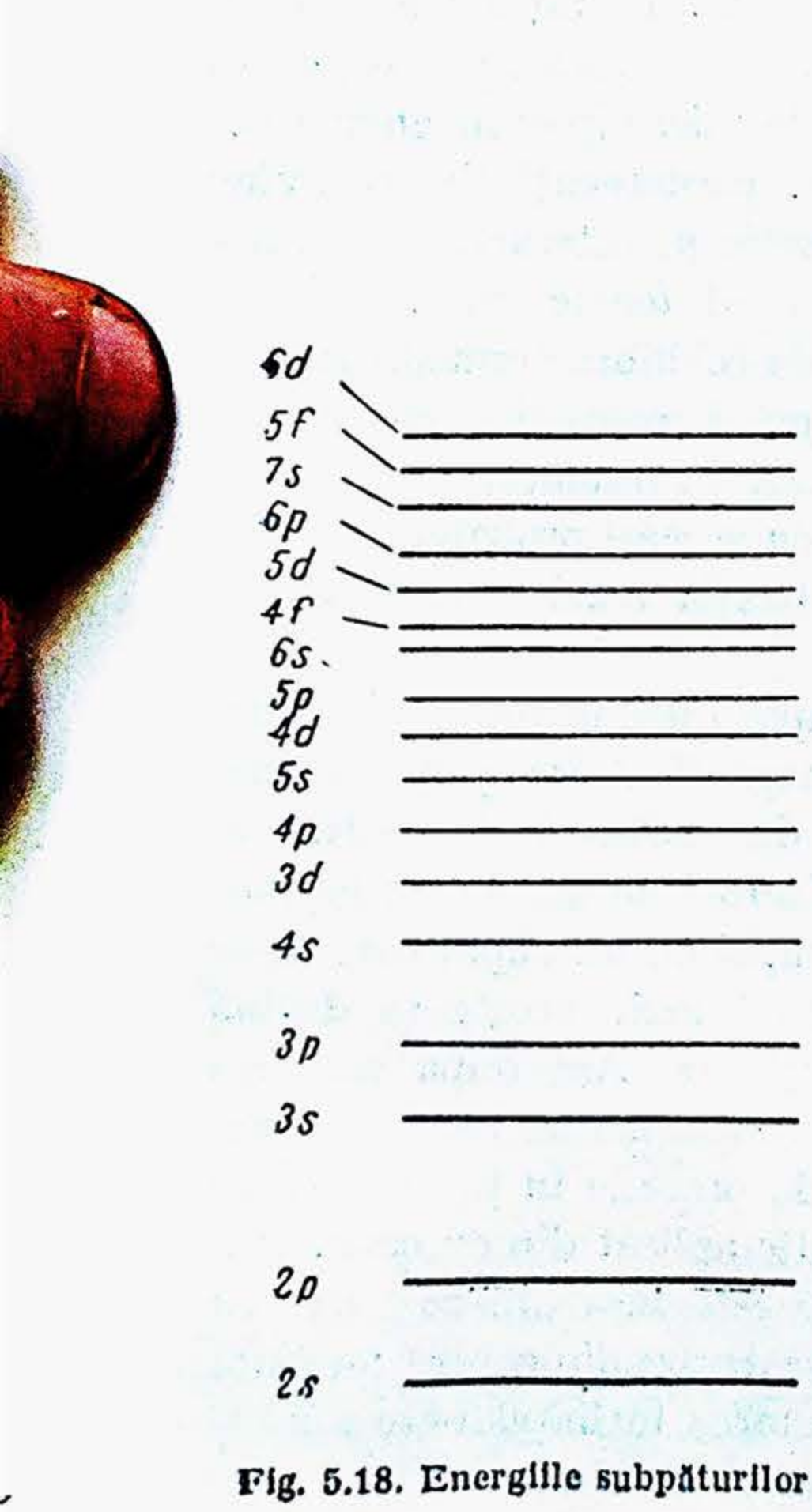


Fig. 5.18. Energiile subpăturilor

3d, 4s	GRUPA FIERULUI $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$				
21	Sc	$3d4s^2$	26	Fe	$3d^6 4s^2$
22	Ti	$3d^2 4s^2$	27	Co	$3d^7 4s^2$
23	V	$3d^3 4s^2$	28	Ni	$3d^8 4s^2$
24	Cr	$3d^5 4s$	29	Cu	$3d^{10} 4s$
25	Mn	$3d^5 4s^2$	30	Zn	$3d^{10} 4s^2$
4d, 5s	GRUPA PALADIULUI $1s^2 \ldots 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6$				
39	Y	$4d5s^2$	44	Ru	$4d^7 5s$
40	Zr	$4d^2 5s^2$	45	Rh	$4d^8 5s$
41	Nb	$4d^4 5s$	46	Pd	$4d^{10}$
42	Mo	$4d^5 5s$	47	Ag	$4d^{10} 5s$
43	Tc	$4d^5 5s^2$	48	Cd	$4d^{10} 5s^2$
5d, 4f, 6s	GRUPA LANTANIDELOR $1s^2 \ldots 3d^{10} 4s^2 4p^6 4d^{10} 5s^2 5p^6$				
57	La	$5d6s^2$	65	Tb	$4f^9 6s^2$
58	Ce	$4f5d6s^2$	66	Dy	$4f^{10} 6s^2$
59	Pr	$4f^3 6s^2$	67	Ho	$4f^{11} 6s^2$
60	Nd	$4f^4 6s^2$	68	Er	$4f^{12} 6s^2$
61	Pm	$4f^5 6s^2$	69	Tm	$4f^{13} 6s^2$
62	Sm	$4f^6 6s^2$	70	Yb	$4f^{14} 6s^2$
63	Eu	$4f^7 6s^2$	71	Lu	$4f^{14} 5d6s^2$
64	Gd	$4f^7 5d6s^2$	72	Hf	$4f^{14} 5d^2 6s^2$
5d, 4f, 6s	GRUPA PLATINEI $1s^2 \ldots 4d^{10} 4f^{14} 5s^2 5p^6$				
71	Lu	$5d6s^2$	76	Os	$5d^6 6s^2$
72	Hf	$5d^2 6s^2$	77	Ir	$5d^7 6s^2$
73	Ta	$5d^3 6s^2$	78	Pt	$5d^8 6s^2$
74	W	$5d^4 6s^2$	79	Au	$5d^{10} 6s$
75	Re	$5d^5 6s^2$	80	Hg	$5d^{10} 6s^2$
6d, 5f, 7s	GRUPA URANIULUI $1s^2 \ldots 5p^6 5d^{10} 6s^2 6p^6$				
89	Ac	$7s^2 6d$	94	Pu	$7s^2 5f^6$
90	Th	$7s^2 6d^2$	95	Am	$7s^2 5f^7$
91	Pa	$7s^2 5f^2 6d$	96	Cm	$7s^2 5f^7 6d$
92	U	$7s^2 5f^3 6d$	97	Bk	$7s^2 5f^8 6d$
93	Np	$7s^2 5f^4 6d$	98	Cf	$7s^2 5f^9 6d$

Fig. 5.19. Structura atomilor din grupele de tranziție

zuri apar elemente din grupele de tranziție. Grupele de tranziție sînt denumite de obicei după cel mai important element dintre membrii săi. Elementele de tranziție, clasificate în grupele de tranziție pot fi urmărite cu ajutorul fig. 5.19.

Cerința esențială a paramagnetismului este prezența în atomii care alcătuiesc corpul a unor momente magnetice permanente independențe de cîmpul magnetic aplicat din exterior, momente care interacționează foarte slab unele cu altele. Aceste momente sînt determinate în general de către spinii electronilor de pe subpăturile interioare parțial ocupate cu electroni. În raționamentele ce urmează putem să considerăm corpul ca fiind o colecție de mici dipoli magnetici sau de mici magneți permanenți fiecare avînd momentul magnetic μ, interacțiunea dintre acești magneți fiind foarte mică.

În condiții de echilibru termodinamic și în absența cîmpului magnetic exterior, dipolii sînt orientați întîmplător de-a lungul oricărei direcții cu aceeași probabilitate. Rezultă că magnetizația rezultantă este nulă (fig. 5.20).

Ce se întîmplă cînd introducem corpul într-un cîmp magnetic? Începem cu analiza proceselor din punctul de vedere al fizicii clasice. Cîmpul magnetic acționează asupra fiecărui dipol cu un cuplu care tinde să-l rotească astfel încît acesta să devină paralel cu direcția sa. Așa după cum s-a arătat momentele magnetice încep să execute o mișcare de precesie în jurul direcției cîmpului magnetic aplicat din exterior. Orientarea dipolilor este însă „în conflict" cu agitația termică care are din contră tendința să mențină orientarea întîmplătoare a acestora. Se pot deosebi 2 cazuri.

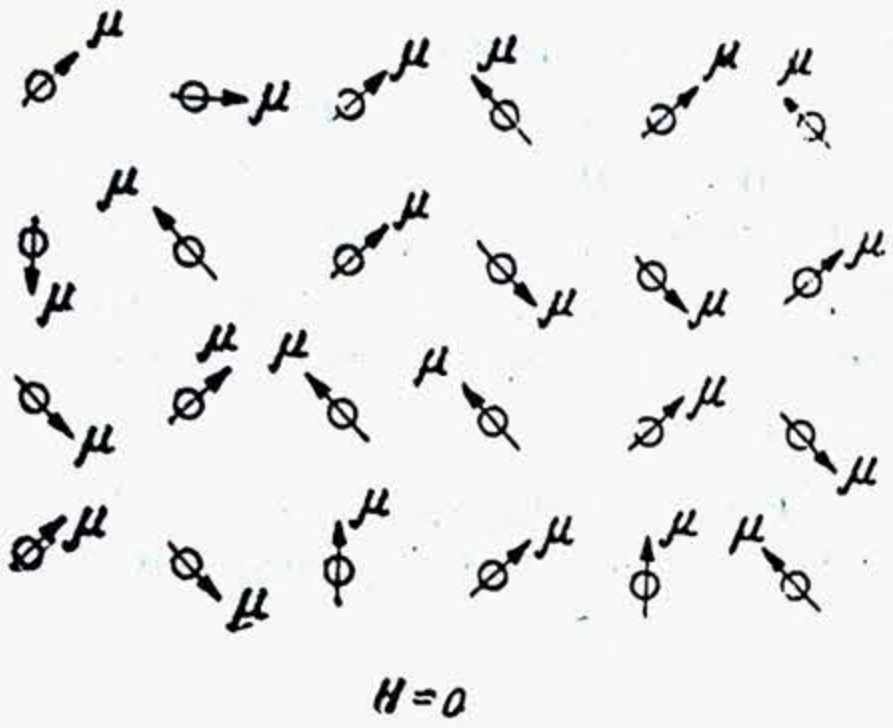


Fig. 5.20. Orientarea momentelor magnetice μ ale unui corp paramagnetic în absența cîmpului magnetic

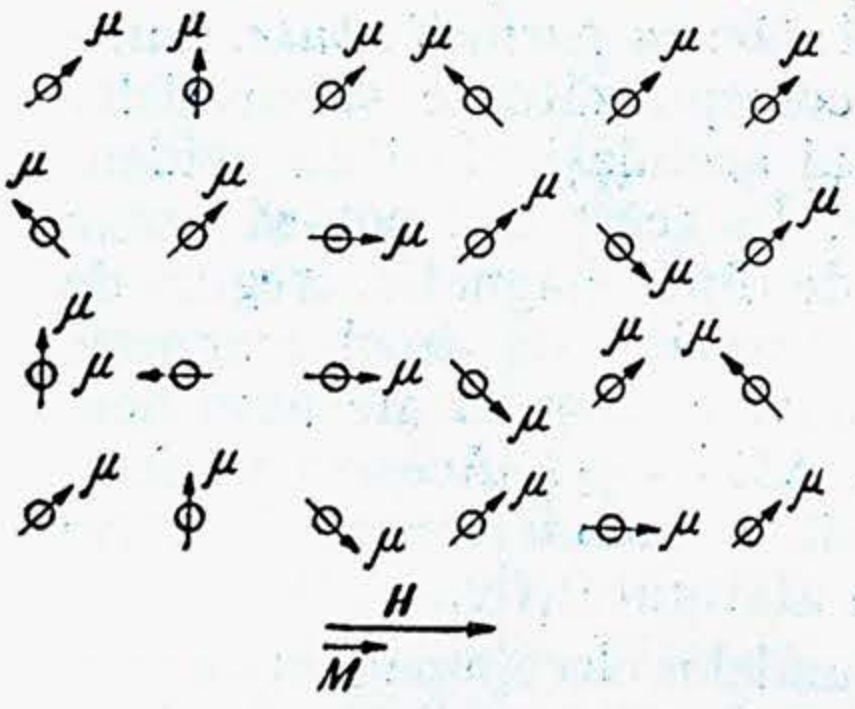


Fig. 5.21. Orientarea momentelor magnetice μ ale unui corp paramagnetic în prezența unui cîmp magnetic relativ slab

În cazul cîmpurilor magnetice uzuale, cuplul determinat de cîmpul magnetic este relativ slab. Ffectul acestui cuplu este mic în comparație cu efectele mișcării de agitație termică. În această situație, dipolii rămîn în mare majoritate orientați în mod întîmplător (fig. 5.21). Există totuși o tendință ușor mărită pentru orientarea dipolilor de-a lungul unei direcții paralele cu cea a cîmpului magnetic aplicat. Din această cauză, există în medie o aliniere netă de-a lungul direcției cîmpului magnetic. În acest mod, apare o mică magnetizație **M** de-a lungul acestei direcții. Colecția de dipoli prezintă o susceptivitate mică și pozitivă. Mărind temperatura se intensifică și mai mult agitația termică, scade proporția de dipoli orientați de-a lungul cîmpului și ca atare susceptivitatea se micșorează.

Dacă însă cîmpul magnetic este puternic atunci el reușește „să învingă" agitația termică și să orienteze toți dipolii în sensul cîmpului (fig. 5.22). Magnetizația are valoarea maximă posibilă.

Magnetizația nu mai crește o dată cu mărirea cîmpului magnetic și nici nu este afectată de variația temperaturii.

La descrierea proceselor din punct de vedege al fizicii clasice, s-a admis că sînt posibile orice orientări ale dipolilor magnetici față de direcția cîmpului magnetic. În realitate dipolii pot avea numai anumite orientări permise față de direcția cîmpului magnetic. Aceasta nu modifică însă radical aspectul problemei.

Se observă că în raționamentele efectuate nu s-a luat în considerare interacțiunea dintre momentele magnetice, deoarece s-a presupus de la început că aceasta este foarte slabă. *Paramagnetismul reprezintă deci proprietatea sistemelor de momente magnetice permanente care interacționează foarte slab între ele.*

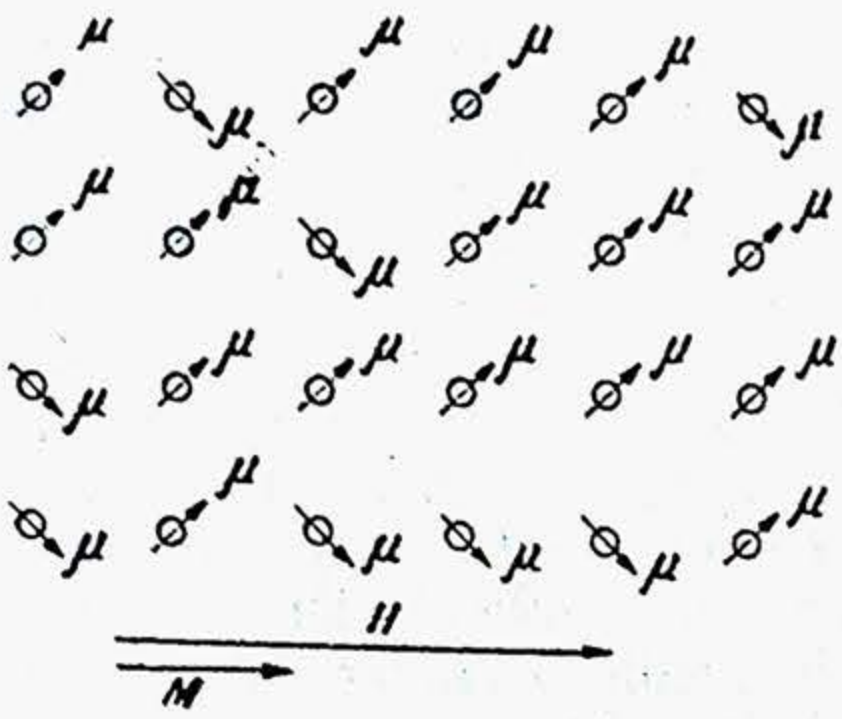


Fig. 5.22. Orientarea momentelor magnetice μ ale unui corp paramagnetic în prezența unui cîmp magnetic puternic

Unele solide au o comportare cu totul anormală, avînd o susceptivitate magnetică pozitivă, de ordinul miilor sau chiar mai mare. Această proprietate se numește *feromagnetism*, deoarcce fierul este unul din metalele cele mai importante care prezintă această proprietate.

Feromagnetismul se explică prin interacțiunea puternică a momentelor magnetice permanente.

5.3. FENOMENE DE RELAXARE

5.3.1. TRANZIȚII DE RELAXARE

Regulile de selecție pentru radiația de dipol electric interzic tranzițiile între subnivelele Zeeman ale unui aceluiași nivel. Într-adevăr așa după cum s-a arătat la studiul atomului de hidrogen pentru ca acesta să emită radiații de dipol electric este necesar să apară o tranziție dintr-o stare p într-o stare s, sau dintr-o stare d într-una p etc. Stările de tip s sînt caracterizate prin funcții de unde pare, cele de tip p prin funcții impare, cele de tip p prin funcții pare etc. *Radiația de dipol electric apare atunci cînd se combină două stări cu paritați opuse.* Funcțiile de undă corespunzătoare subnivelelor Zeeman ale unui aceluiași nivel au evident aceiași paritate. În acest caz pot să apară numai radiații de dipol magnetic. Regula de selecție pentru tranziție de dipol magnetic între două subnivele Zeeman ale unui aceluiași nivel este $\Delta M_J = \pm 1$. Aceasta înseamnă că sînt posibile numai tranzițiile între două subnivele alăturate (fig. 5.23).

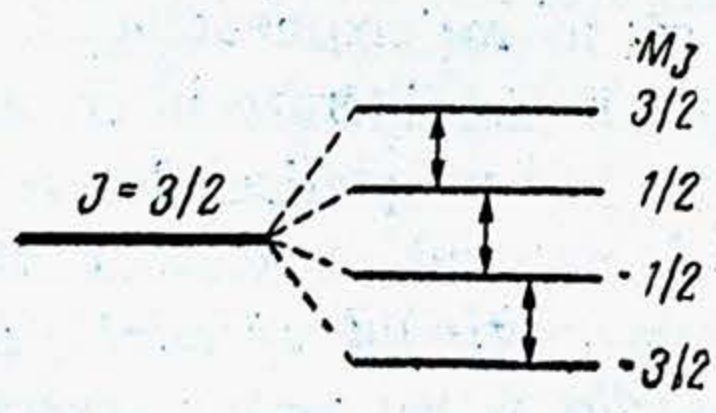


Fig. 5.23. Tranziții de dipol magnetic între două subnivele Zeeman ale unui aceluiași nivel energetic

La studiul undelor electromagnetice emise de atomi s-a arătat că radiația de dipol magnetic este mult mai slabă decît cea de dipol electric. Rezultă că probabilitatea tranzițiilor spontane de dipol magnetic este foarte

mică, practic neglijabilă. Din această cauză în raționamentele calitative care urmează putem să neglijăm tranzițiile spontane față de cele induse. Referitor la tranzițiile induse, adică la cele stimulate și de absorbție putem să deducem că ele sînt determinate de componenta magnetică a cîmpului magnetic exterior.

Alături de tranzițiile însoțite de emisia sau absorbția de radiații electromagnetice, denumite *tranziții radiative*, mai pot să apară *tranziții neradiative*. De exemplu, în cazul gazelor, un atom se poate ciocni de pereții vasului sau de un atom de impuritate cedînd energia pe care altfel ar fi radiat-o sub formă de undă electromagnetică. În cazul fenomenelor de rezonanță magnetică aceste tranziții poartă *denumirea de tranziții de relaxare*. Prin aceste tranziții sistemul considerat inițial perturbat revine în situația de echilibru termodinamic, adică se „relaxează", justificîndu-se astfel denumirea care le-a fost dată.

Fenomenele de relaxare prezintă un *aspect longitudinal* și un *aspect transversal* deoarece după cum vom vedea ele determină la rezonanță componenta longitudinală $\mathbf{M}_l$ respectiv transversală $\mathbf{M}_t$ a magnetizației $\mathbf{M}$ față de direcția cîmpului magnetic continuu $\mathbf{B}$ (fig. 5.24).

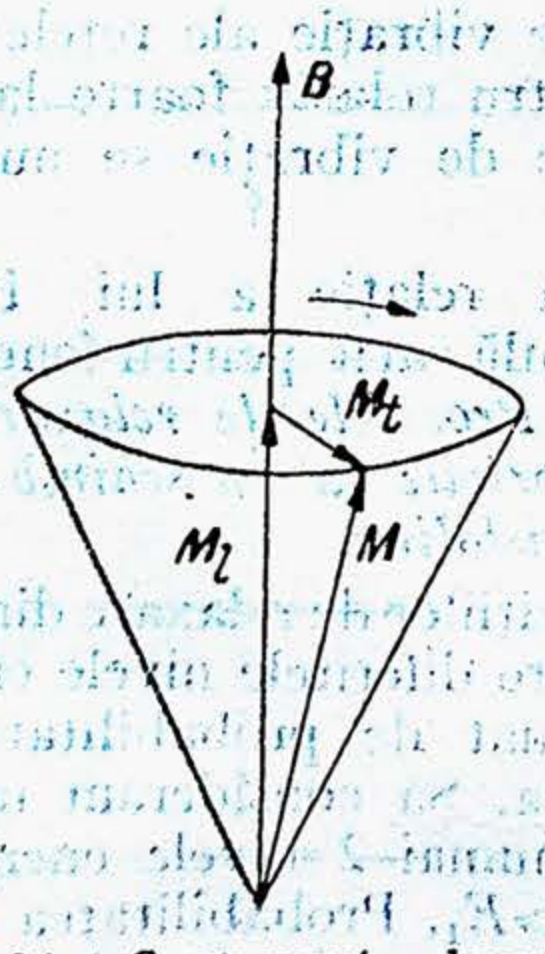


Fig. 5.24. Componenta longitudinală M_l respectiv transversală M_t a magnetizației M a sistemului de spini la trezonanță

Din motive de simplificare a limbajului, în cele ce urmează, în loc de sistemul format din particule care au momente magnetice de spin vom utiliza termenul mai simplu de *sistem de spini*, înțelegînd prin spin orice particulă care are spinul diferit de zero.

5.3.2. RELAXAREA LONGITUDINALĂ

Procesele de *relaxare longitudinală* sînt determinate de faptul că sistemul de spini nu este izolat de „mediu" exterior. Astfel, spinii execută tranziții între nivelele energe-

tice ale sistemului, schimbînd cuante de energie cu mediul înconjurător, deci tranziții neînsoțite de emisiunea sau absorbția de unde electromagnetice. Aceste tranziții care se datoresc mediului exterior se numesc *tranziții de relaxare logitudinală* Prin aceste tranziții sistemul de spini intră în echilibru termodinamic cu mediul înconjurător.

Mecanismul prin care mediul înconjurător este cuplat cu sistemul de spini este diferit în diverse situații. Pentru cazul cristalelor, partea din mediul înconjurător cea mai puternic cuplată cu sistemul de spin este rețeaua cristalină. Responsabil de de apariția tranzițiilor de relaxare sînt vibrațiile termice ale rețelei cristaline. Atunci cînd spinii execută o tranziție de relaxare de pe un nivel superior pe unul inferior sau invers, apare un schimb de cuante de energie cu vibrațiile termice ale rețelei. Din această cauză procesul de relaxare se mai numește *relaxare spin-rețea*. Aceeași denumire este utilizată și în alte situații cum ar fi de exemplu în cazul lichidelor care conțin ioni paramagnetici sau nuclee cu spini nucleari, la care termenul de rețea nu mai are semnificație fizică reală.

Frecvențele de vibrație ale rețelei cristaline au un spectru relativ foarte larg. O cuantă de energie de vibrație se numește *fonon*.

Binecunoscuta relație a lui Planck $E=h\nu$ este valabilă atît pentru fononi cît și pentru fotoni. *Procesele de relaxare longitudinală pot fi privite ca un schimb de fononi cu rețeaua cristalină.*

Numărul tranzițiilor de relaxare dintr-un sistem de spin între diferitele nivele energetice este determinat de probabilitatea de apariție a acestora. Să considerăm un sistem de spin cu numai 2 nivele energetice E_1 și E_2 unde $E_2 > E_1$. Probabilitatea ca un spin să execute o tranziție de relaxare de pe nivelul superior pe nivelul inferior o notăm cu W_{21} (fig. 5.25). Probabilitatea ca

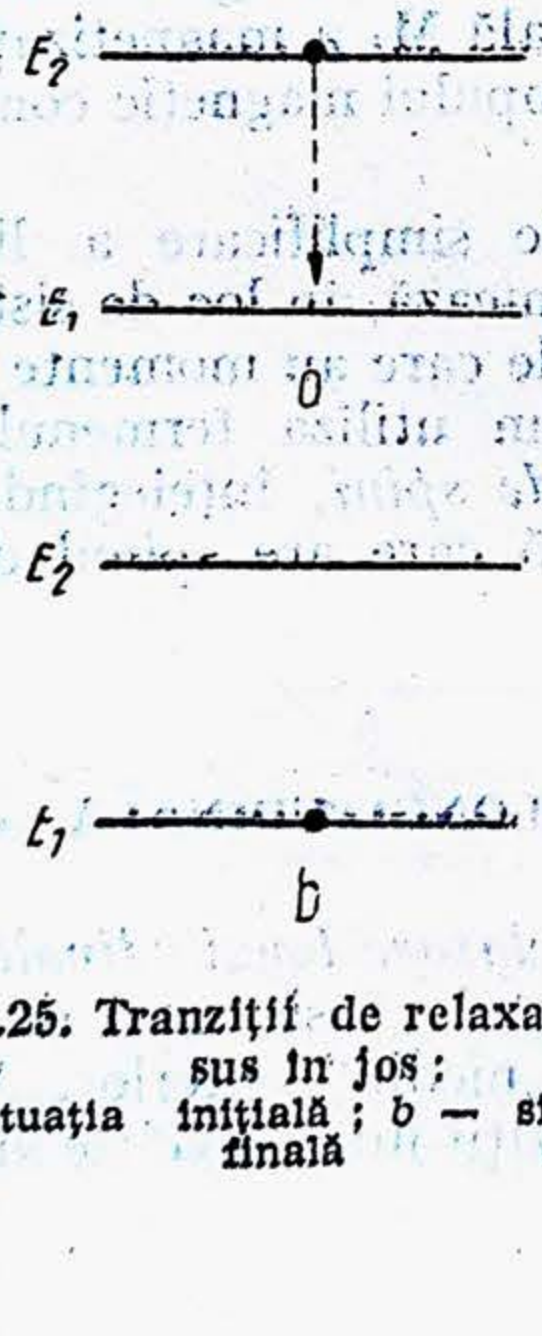


Fig. 5.25. Tranziții de relaxare de sus în jos; *a* — situația inițială; *b* — situația finală

un spin să execute o tranziție în sens invers, adică de pe nivelul inferior pe cel superior o notăm cu W_{12} (fig. 5.26). Valorile acestor probabilități sînt determinate în principal de mecanismul de relaxare al sistemului de spin și de gradul cu care rețeaua este cuplată cu sistemul.

Putem să obținem o relație între aceste 2 probabilități considerînd ca sistemul interacționează doar cu rețeaua, cu care se află în echilibru termodinamic. Ca atare, populațiile celor 2 nivele sînt constante în timp. Această condiție trebuie considerată sub aspect termodinamic în sensul că numărul tranzițiilor de relaxare de pe nivelul superior pe cel inferior este egal cu numărul tranzițiilor în sens invers. Datorită modului cum sînt definite probabilitățile de relaxare, rezultă că numărul tranzițiilor este proporțional cu populația nivelului de pe care pleacă particulele și probabilitatea acestora. Astfel, numărul tranzițiilor de pe nivelul energetic superior pe cel inferior este egal cu $W_{21}\ N_2$ iar cel al tranzițiilor în sens invers cu $W_{12}\ N_1$ unde N_1 și N_2 sînt populațiile de echilibru termodinamic ale celor 2 nivele. În situația de echilibru termodinamic, numărul tranzițiilor de sus în jos fiind egal cu cel al tranzițiilor de jos în sus, rezultă că :

$$W_{21}\ N_2 = W_{12}\ N_1 \qquad (5.2)$$

de unde obținem că

$$\frac{W_{12}}{W_{21}} = \frac{N_2}{N_1} \qquad (5.3)$$

Dar, raportul populațiilor de echilibru termodinamic ale celor 2 nivele este dat de relația lui Maxwell-Boltzmann conform căreia :

$$\frac{N_2}{N_1} = exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right) \qquad (5.4)$$

Obținem deci că

$$\frac{W_{12}}{W_{21}} = exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right) \qquad (5.5)$$

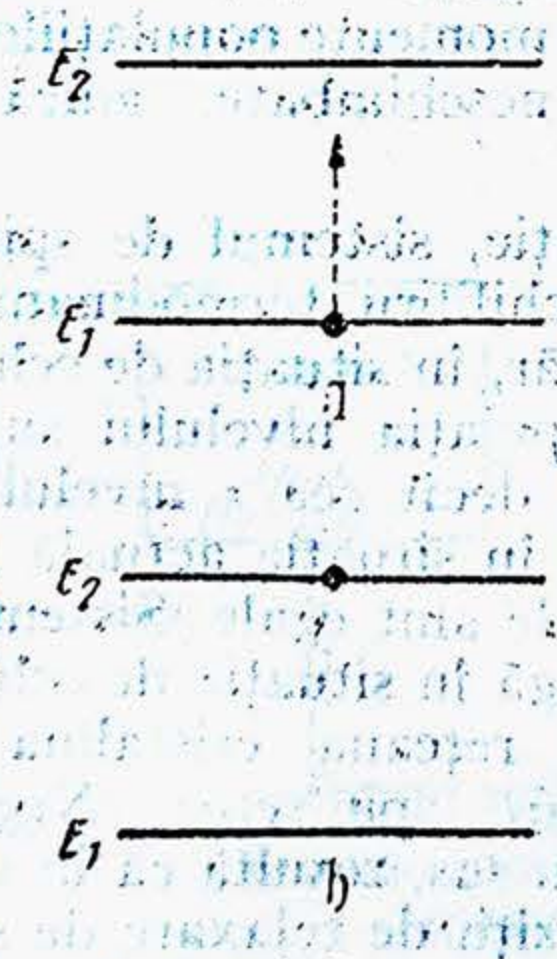


Fig. 5.26. Tranziții de relaxare de jos în sus : a — situația inițială ; b — situația finală.

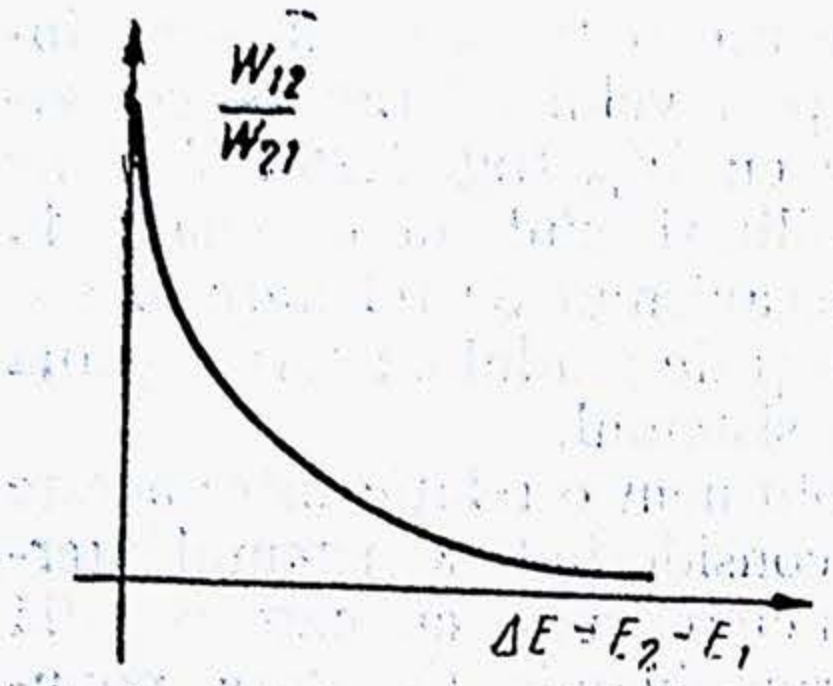


Fig. 5.27. Variația raportului W_{12}/W_{21} în funcție de diferența de energie $\Delta E = E_2 - E_1$ dintre cele două nivele

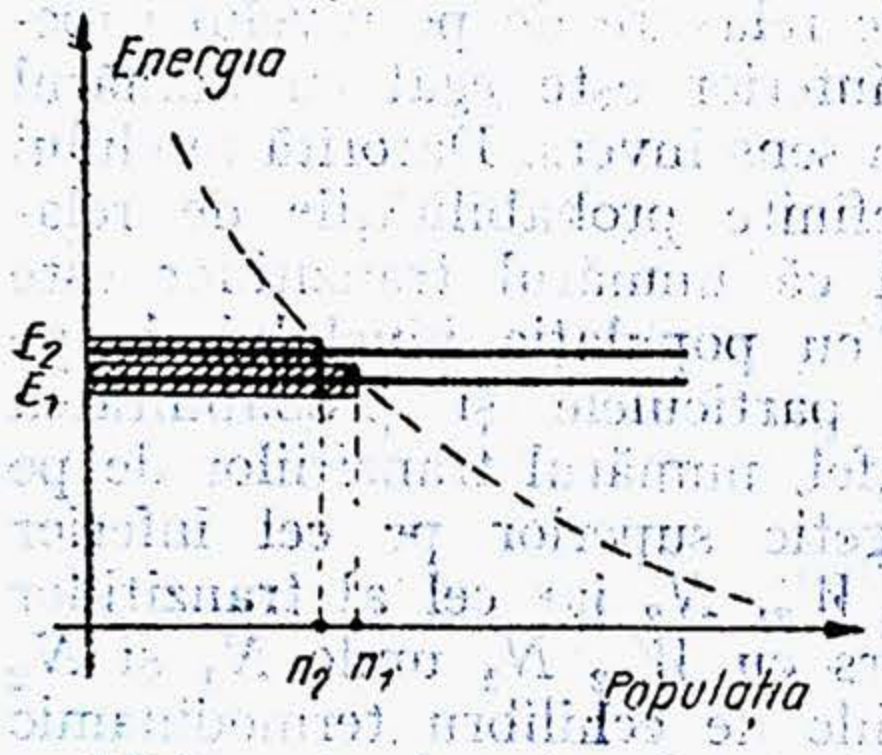


Fig. 5.28. Populațiile celor două nivele energetice în situația în care sistemul se află într-un cîmp magnetic foarte slab, în condițiile echilibrului termodinamic

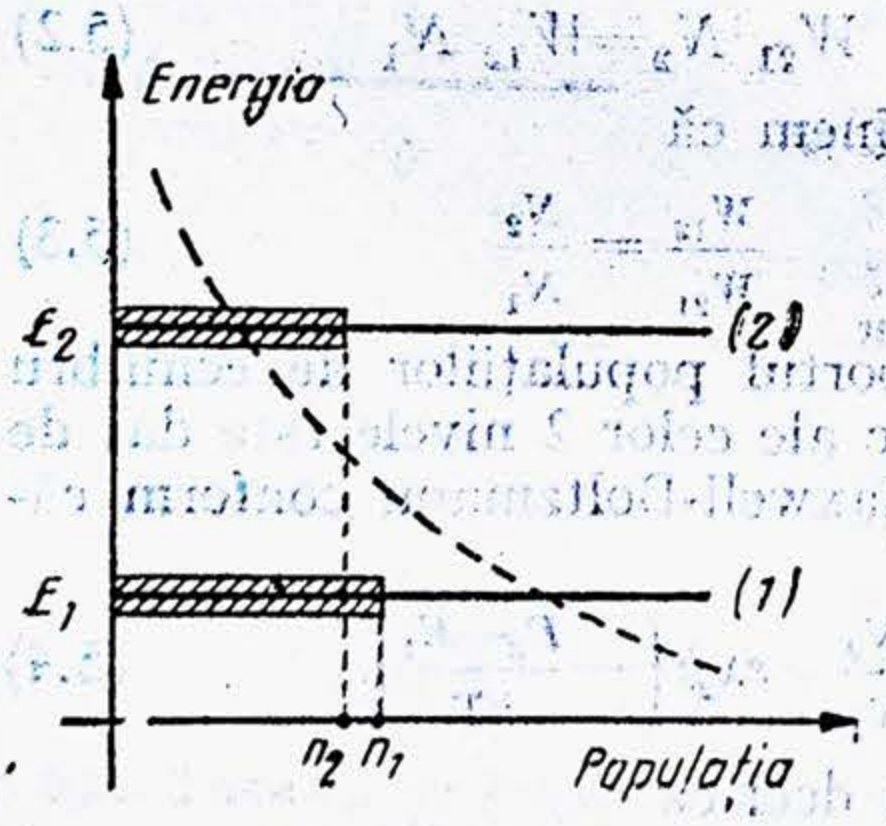


Fig. 5.29. Populațiile celor două nivele energetice imediat ce cîmpul magnetic a fost brusc mărit

ceea ce înseamnă că *raportul dintre probabilitatea tranzițiilor de relaxare de jos în sus și probabilitatea tranzițiilor în sens invers, scade exponențial cu mărimea diferenței de energie* $\Delta E = E_2 - E_1$ *dintre cele 2 nivele energetice* (fig. 5.27). Mai rezultă că *probabilitatea tranzițiilor de relaxare de sus în jos este mult mai mare decît cea a tranzițiilor în sens invers*. Din această cauză în raționamentele calitative pe care le efectuăm *tranzițiile de relaxare de jos în sus pot fi neglijate.*

Să studiem procesul de relaxare al unui sistem de spini care a fost perturbat din situația de echilibru termodinamic. Considerăm că sistemul de spin are de asemenea numai 2 nivele energetice.

Admitem că sistemul se află inițial într-un cîmp magnetic foarte slab. Diferența de energie dintre cele 2 nivele este deci foarte mică și ca atare cele 2 nivele conform relației lui Maxwell-Boltzmann au practicat aceleași populații $n_2 \simeq n_1$ (fi.g 5.28).

Să mărim brusc valoarea cîmpului magnetic continuu. Nivelele energetice se vor distanța și ele în mod brusc. Ce se întîmplă cu populațiile celor 2 nivele ? Deoarece mărirea cîmpului magnetic este bruscă, rezultă că în primele momente populațiile celor 2 nivele rămîn neschimbate, adică sînt egale (fig. 5.29).

În noua situație, sistemul de spini nu se mai află în echilibru termodinamic cu rețeaua. Într-adevăr, în situația de echilibru termodinamic, populația nivelului superior N_2 este mai mică decît cea a nivelului inferior N_1, pe cînd în situația actuală populațiile celor 2 nivele sînt egale. Sistemul de spin caută să ajungă în situația de echilibru termodinamic cu rețeaua cristalină prin tranziții de relaxare spin-rețea. Neglijînd tranzițiile de jos în sus, rezultă că în sistem au loc numai tranziții de relaxare de sus în jos. La fiecare tranziție, sistemul cedează cîte un fonon rețelei cristaline. Populația nivelului inferior începe să se mărească pe

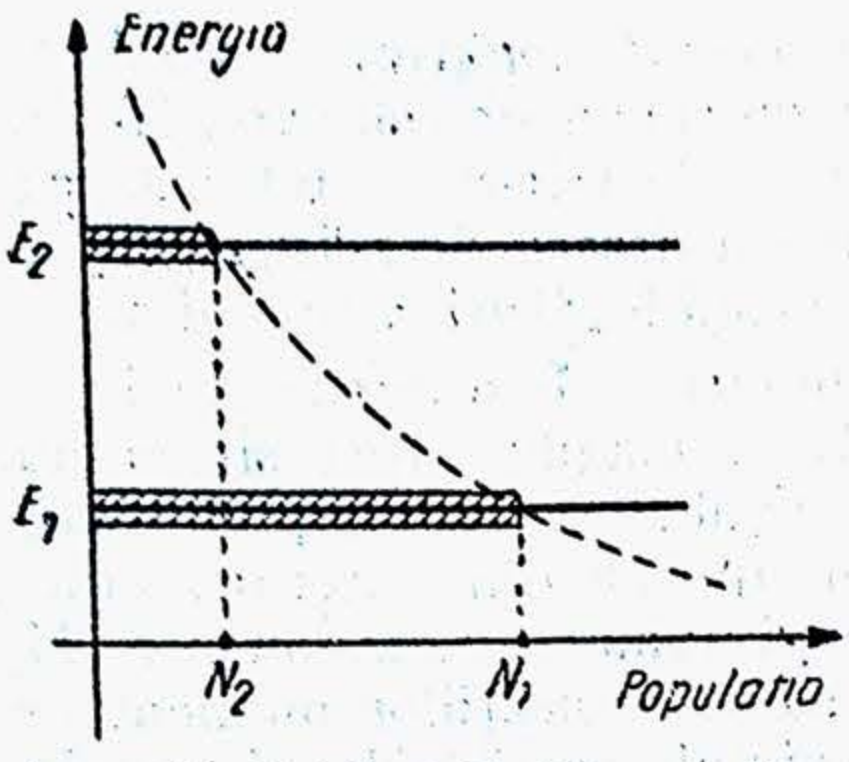


Fig. 5.30. Populaţiile celor două nivele energetice în situaţia în care sistemul se află în cîmpul magnetic mărit, în condiţiile echilibrului termodinamic

seama micşorării populaţiei nivelului superior. Sistemul cedează în tot timpul acestui proces energie termică reţelei cristaline. Populaţiile celor 2 nivele continuă să varieze pînă cînd se ating valorile N_1 şi N_2 corespunzătoare echilibrului termodinamic (fig. 5.30). În această situaţie transferul de energie termică de la sistem la reţea încetează.

Această situaţie trebuie de asemenea interpretată în mod termodinamic în sensul că pe de o parte sistemul cedează reţelei cristaline o anumită cantitate de energie termică, iar pe de altă parte absoarbe de la reţea o cantitate de energie egală. Sistemul cedează energie termică reţelei prin tranziţii de relaxare de sus în jos. Cum absoarbe însă energie de la reţeaua cristalină ? Tot prin tranziţii de relaxare însă de pe nivelul inferior pe nivelul superior. Într-adevăr, prin aceste tranziţii spinii îşi măresc energia pe seama energiei reţelei cristaline. Acestea sînt tranziţiile de relaxare pe care în raţionamentele calitative care urmează le vom neglija deoarece se caracterizează prin probabilităţilor mici în comparaţie cu cele ale tranziţiilor în sens invers. În cazul situaţiei de echilibru termodinamic, ele trebuiesc însă luate în considerare pentru a nu se viola condiţia de echilibru termodinamic.

Fenomenelor de relaxare spin-reţea li se poate asocia o imagine termică Conform acestei imagini, sistemul de spin este asimilat cu un corp care se află la temperatura T_s a sistemului. Reţeaua cristalină se presupune a fi în contact termic cu mediul înconjurător, astfel încît indiferent de cantitatea de căldură pe care o primeşte sau pe care o cedează, temperatura sa T rămîne neschimbată. În această imagine, procesele de relaxare spin-reţea se reprezintă printr-o legătură termică care transportă căldură între sistem şi reţeaua cristalină (fig. 5.31). Cantitatea de căldură care poate fi

Fig. 5.31. O imagine termică a proceselor de relaxare spin-reţea

transportată de această legătură, depinde de intensitatea fenomenelor de relaxare. Astfel, cu cît fenomenele de relaxare sînt mai puternice, cu atît cantitatea de căldură transportată prin această legătură este mai mare.

Aceste fenomene determină stabilirea componentei M_l a magnetizației sistemului de spini de-a lungul direcției cîmpului magnetic continuu aplicat din exterior, adică în direcția longitudinală. Componenta M_l este egală cu suma proiecțiilor momentelor magnetice de spin ale particulelor sistemului dealungul acestei direcții. Sistemul avînd numai 2 nivele înseamnă că spinii pot avea 2 orientări față de direcția cîmpului magnetic continuu, una în sensul cîmpului, căreia îi corespunde energia minimă de interacțiune și cealaltă în sens contrar căreia îi corespunde energia maximă. Spinii de pe nivelul inferior se orientează deci în sensul cîmpului magnetic continuu iar cei de pe nivelul superior în sens invers. Din această cauză componenta M_l este proporțională cu diferența populațiilor celor 2 nivele. În situația inițială în care sistemul se află într-un cîmp magnetic foarte slab, populațiile celor 2 nivele sînt egale și ca atare magnetizația era nulă. În situația finală, populația nivelului superior este mai mare decît cea a nivelului inferior de unde rezultă că sistemul are o componentă M_l diferită de zero.

Viteza cu care această componentă longitudinală variază de la valoarea zero pînă la valoarea corespunzătoare situației de echilibru termodinamic depinde de intensitatea proceselor de relaxare spin-rețea care depopulează nivelul superior și îl populează pe cel inferior. Curba de variație în timp a componentei este reprezentată în fig. 5.32. După cum se observă, curba de variație este o exponențială a cărei constantă de tip T_1 se numește *timp de relaxare spin-rețea*. Valorile numerice ale timpului de relaxare longitudinală variază între limite foarte largi, de la cîteva μs pînă la cîteva s.

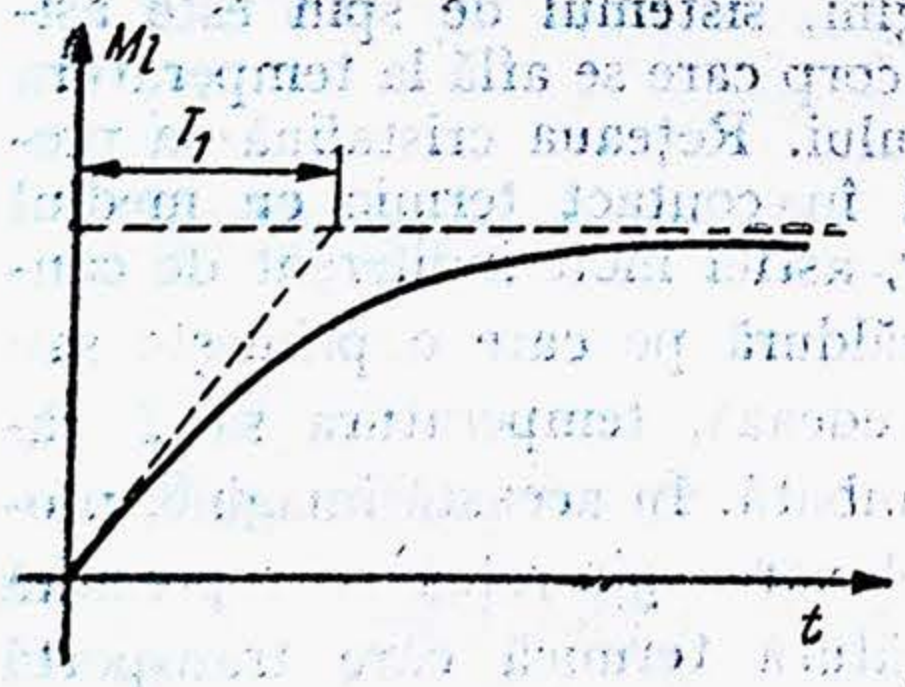


Fig. 5. 32. Variația în timp a componentei longitudinale M_l a magnetizației sistemului de spini

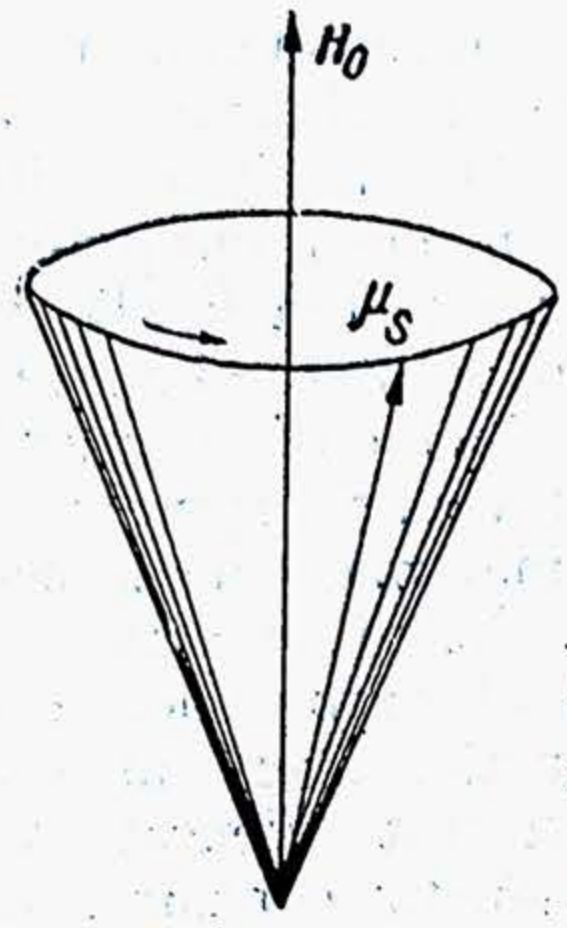


Fig. 5.33. Mişcare de precesie a unui spin izolat în jurul direcţiei cîmpului magnetic continuu H_0

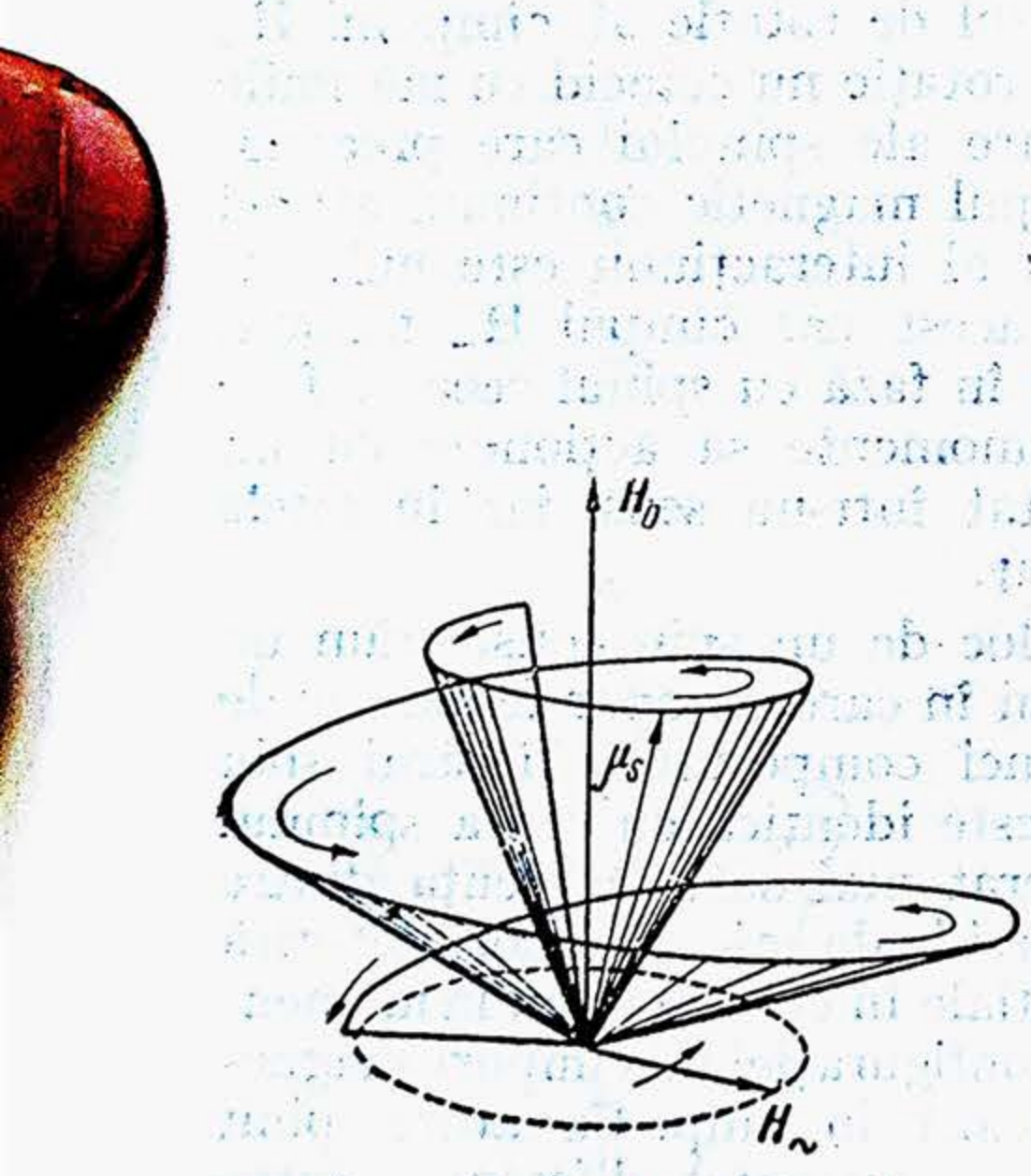


Fig. 5.34. Mişcarea rezultantă a unui spin izolat, aflat într-un cîmp magnetic continuu H_0 în cazul în care există şi un cîmp electromagnetic $H_\sim$ circular polarizat într-un plan perpendicular pe direcţia cîmpului continuu şi care se roteşte în acelaşi sens şi cu aceeaşi viteză unghiulară ca şi spinul

5.3.3. RELAXAREA TRANSVERSALĂ

Esenţa fenomenelor de relaxare transversală se obţine dacă se studiază interacţiunea dintre un sistem de spini aflat într-un cîmp magnetic continuu şi un cîmp electromagnetic evident alternativ.

La început vom studia interacţiunea cîmpului magnetic şi a cîmpului electromagnetic cu un singur spin.

Dacă spinul μ_s se află numai în cîmpul magnetic $\mathbf{H}_0$ atunci el procesionează în jurul direcţiei acestuia (fig. 5.33). Această mişcare este determinată de cuplul pe care îl exercită $\mathbf{H}_0$. Frecvenţa mişcării de precesie nu depinde de unghiul pe care îl face spinul cu direcţia lui $\mathbf{H}_0$. Pulsaţia de precesie ω_0 este proporţională cu intensitatea cîmpului magnetic H_0, astfel încît putem să scriem $\omega_0 = \gamma \cdot H_0$ unde constanta γ se numeşte *raportul giromagnetic* al atomului respectiv.

Să aplicăm spinului alături de cîmpul magnetic continuu un cîmp electromagnetic circular polarizat într-un plan perpendicular pe direcţia cîmpului magnetic continuu. În acest caz vectorul componentă magnetică $\mathbf{H}_\sim$ a cîmpului electromagnetic execută o mişcare de rotaţie într-un plan perpendicular pe direcţia cîmpului magnetic continuu.

Alegem astfel cîmpul alternativ încît componenta magnetică să se rotească în acelaşi sens şi cu aceaşi pulsaţie ca şi spinul considerat.

În acest caz asupra spinului alături de cuplul exercitat de cîmpul magnetic continuu $\mathbf{H}_0$ mai acţionează şi un cuplu exercitat de către componenta magnetică $\mathbf{H}_\sim$. Sub acţiunea cîmpului magnetic continuu $\mathbf{H}_0$ spinul are o mişcare de precesie în jurul direcţiei acestuia. Cel de al doilea cîmp $\mathbf{H}_\sim$ determină şi el o mişcare de precesie a spinului în jurul direcţiei sale, mişcarea cu pulsaţia $\omega = \gamma . H_\sim$. Se alege $\mathbf{H}_\sim$ mult mai mic decît $\mathbf{H}_0$. În acest caz mişcarea de precesie în jurul lui $\mathbf{H}_\sim$ este mai lentă decît cea în jurul lui $\mathbf{H}_0$. Vectorul $\mathbf{H}_\sim$ se roteşte într-un

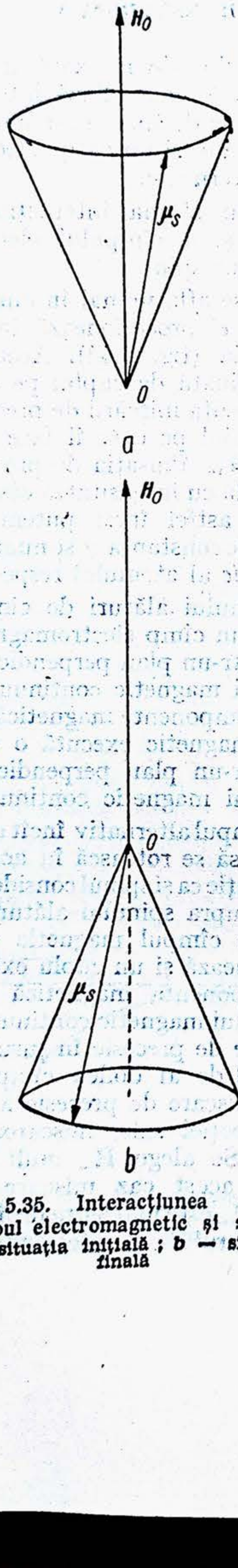


Fig. 5.35. Interacțiunea dintre cîmpul electromagnetic și spin: *a* — situația inițială; *b* — situația finală

plan perpendicular pe direcția cîmpului magnetic continuu. Rezultă că spinul execută mișcarea din fig. 5.34. În situația inițială spinul este orientat în sensul cîmpului magnetic continuu $\mathbf{H}_0$, iar în cea finală în sens invers (fig. 5.35). Sub acțiunea cîmpului electromagnetic spinul și-a modificat orientarea. În cazul considerat energia spinului în situația finală este mai mare decît cea din situația inițială. Ca atare în urma acestei interacțiuni, spinul absoarbe energie de la cîmpul electromagnetic. Dacă în situația inițială spinul ar fi fost orientat în sens invers cîmpului magnetic continuu, atunci în situația finală spinul ar fi îndreptat în același sens, cea ce înseamnă că spinul a cedat energie cîmpului electromagnetic cu care a interacționat.

Dacă sensul de rotație al cîmpului $\mathbf{H}_\sim$ sau viteza de rotație nu coincid cu mărimile corespunzătoare ale spinului care precesionează în cîmpul magnetic continuu, atunci efectul mediu al interacțiunii este nul. Într-adevăr în acest caz cîmpul $\mathbf{H}_\sim$ nu mai are o mișcare în fază cu spinul ceea ce face ca în unele momente să acționeze cu un cuplu îndreptat într-un sens, iar în altele în sens contrar.

Dacă în loc de un spin considerăm un sistem de spini în care nu apar fenomene de relaxare, atunci comportarea fiecărui spin a sistemului este identică cu cea a spinului izolat considerat mai sus. Diferența dintre mișcările individuale ale spinilor datorită condițiilor inițiale în care se aflau în momentul aplicării configurației de cîmpuri magnetice se păstrează în timp. Ca atare spinii execută mișcări coerente, diferența între fazele mișcărilor păstrîndu-se constantă în timp. În aceste condițiuni, magnetizația sistemului, definită ca suma vectorială a tuturor momentelor magnetice de spin ale particulelor, are o mișcare asemănătoare cu cea a unui spin izolat studiat mai sus. În realitate în sistemul de spin au loc procese de rela-

xare care determină apariția unor efecte specifice.

Să considerăm pentru început cazul unui gaz format din atomi paramagnetici introduși într-un cîmp magnetic continuu. Atomii paramagnetici datorită momentului lor magnetic execută fiecare o mișcare de precesie în jurul direcției cîmpului magnetic continu. Atomii aflîndu-se într-un gaz suferă ciocniri între ei. Ciocnirea determină o modificare bruscă a poziției spinului pe conul de precesie (fig. 5.36). Mișcarea de precesie este brusc întreruptă, astfel încît spinul își reia mișcarea după ciocnire cu o fază oarecare. *Datorită ciocnirilor spinul care procesionează și-a pierdut „memoria de fază“.*

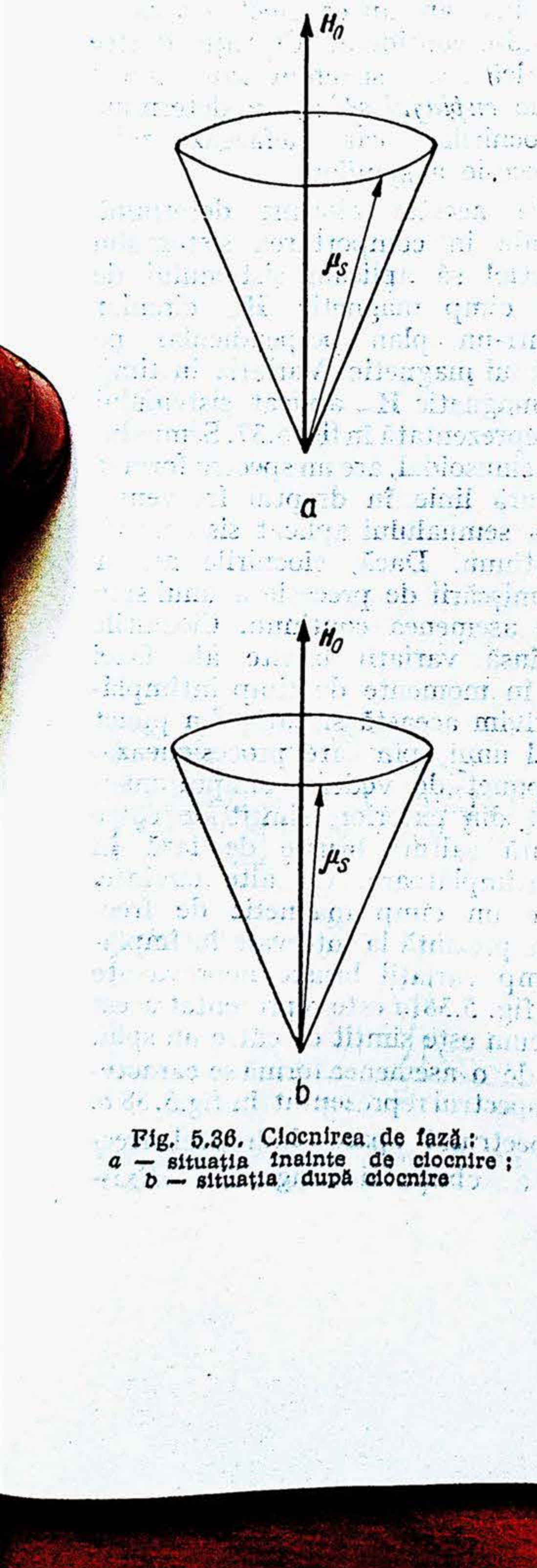


Fig. 5.36. Ciocnirea de fază:
a — situația înainte de ciocnire;
b — situația după ciocnire

Procese analoge apar în cazul spinilor care se află într-un cristal. Aceasta se datorește faptului că fiecare spin individual al sistemului „simte“ nu numai cîmpul magnetic aplicat din exterior ci și cîmpurile magnetice locale determinate de ceilalți spini, în special de spinii vecini. Astfel mișcarea individuală de precesie a unui spin crează un cîmp electromagnetic a cărui componentă magnetică este circular polarizată într-un plan perpendicular pe direcția cîmpului magnetic continuu. Dacă unul din spinii vecini are aceeași frecvență de precesie sau o valoare foarte apropiată atunci cei 2 spini se află în „rezonanță“. Între cei 2 spini se induc tranziții. Unul dintre spini absoarbe o cuantă de energie de la celălalt și trece pe nivelul superior iar celălalt pierzînd o cuantă ajunge pe nivelul inferior. Acest proces reprezintă în diagrama nivelelor energetice un „schimb de locuri“ între 2 spini. Deoarece în urma acestui schimb populațiile nivelelor au rămas constante, și energia totală a sistemului rămîne constantă. Schimbul de energie apare numai în interiorul sistemului. Rezultă că prin intermediul cîmpurilor mag-

netice create, spinii sistemului sînt cuplați între ei. „Evenimentele care se petrec cu ceilalți spini ai sistemului în special cu spinii vecini sînt „simțite" deci de fiecare spin individual. Aceste „evenimente", determinate de schimbările orientărilor spinilor față de direcția cîmpului magnetic continuu, acționează asupra fiecărui spin ca niște ciocniri care au ca efect defazarea mișcării spinului considerat. Cuplajul dintre spini care alcătuiesc sistemul sau cum i se mai spune *cuplajul spin-spin* determină apariția „ciocnirilor" care defazează mișcarea de precesie a spinilor.

Existența acestor ciocniri determină efecte speciale în comportarea sistemului de spin. Astfel să aplicăm sistemului de spini și un cîmp magnetic $\mathbf{H}_{\sim}$ circular polarizat într-un plan perpendicular pe cel al cîmpului magnetic. Variația în timp a cîmpului magnetic $\mathbf{H}_{\sim}$ aplicat sistemului de spin este reprezentată în fig. 5.37. Semnalul aplicat fiind sinusoidal, are un spectru format dintr-o singură linie în dreptul frecvenței $\nu_0 = {}^1/_T$. Faza semnalului aplicat sistemului, variază continuu. Dacă, ciocnirile nu ar exista faza mișcării de precesie a unui spin ar varia de asemenea continuu. Ciocnirile determină însă variații bruște ale fazei de precesie în momente de timp întîmplătoare. Să privim această situație din punct de vedere al unui spin care procesionează. Din acest punet de vedere, cîmpul magnetic aplicat din exterior, simțit de către spin, prezintă salturi bruște de fază în momente întîmplătoare. Cu alte cuvinte, spinul simte un cîmp magnetic de frecvență ν_0 care prezintă la intervale întîmplătoare de timp variații bruște neprevăzute ale fazei. În fig. 5.38.*a* este reprezentat acest semnal așa cum este simțit de către un spin. Un semnal de o asemenea formă se caracterizează prin spectrul reprezentat în fig.5.38 *b*. Maximul spectrului apare îndreptul frecvenței ν_0 a cîmpului magnetic. Exis-

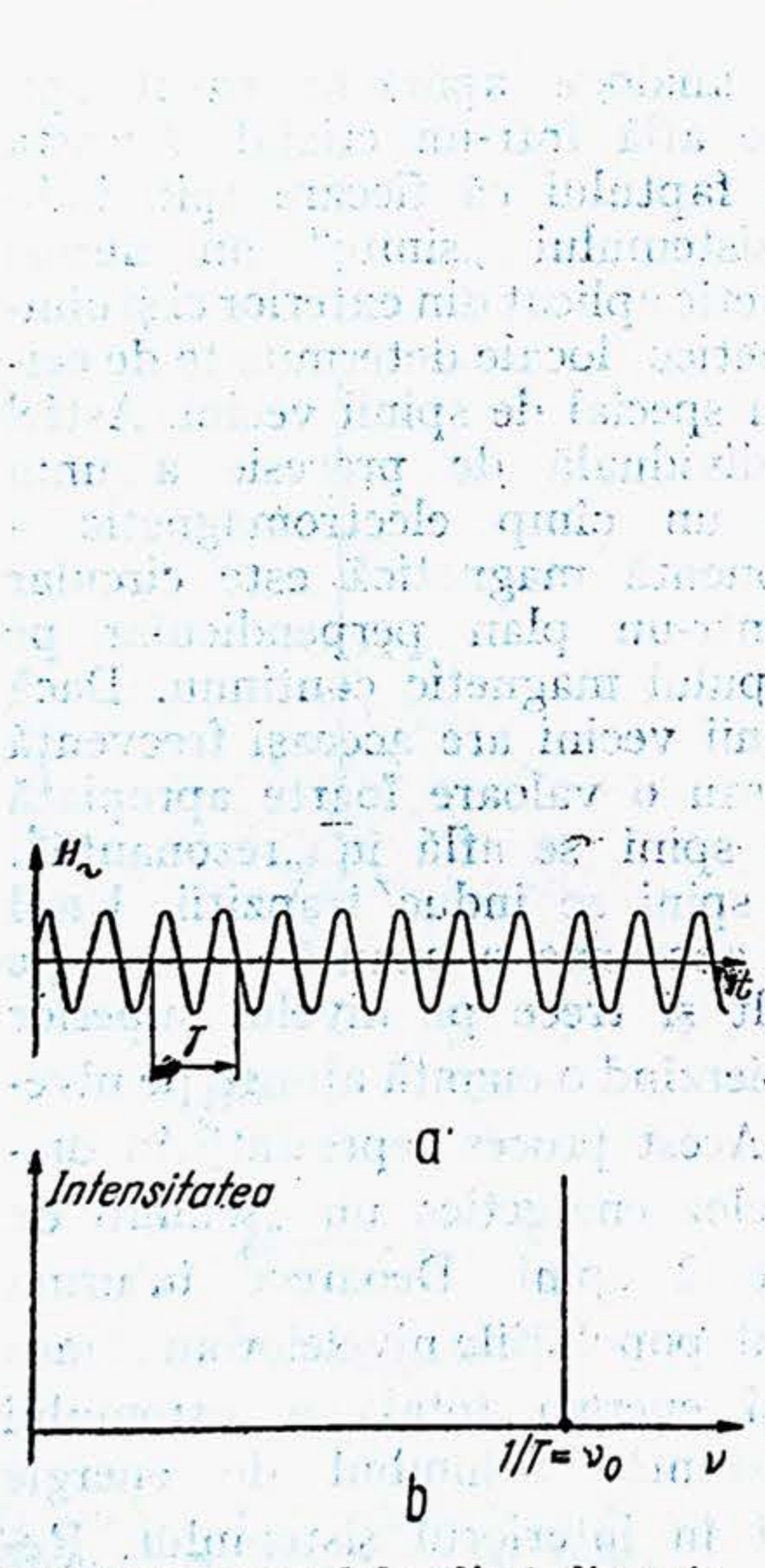


Fig. 5.37. Semnalul aplicat din exterior — *a* și spectrul său — *b*

B.C.U. „M. EMINESCU" IAȘI

tența cuplajului spin-spin, manifestat prin apariția ciocnirilor, determină ca un cîmp electromagnetic de frecvență ν_0 să apară unui spin ca un cîmp electromagnetic mai complex al cărui spectru are forma din fig. 5.38 *b*. Semilărgimea spectrului este egală cu inversul timpului mediu dintre două ciocniri. Valoarea medie a intervalului de timp între 2 ciocniri se numește *timp de relaxare spin-spin* sau *timp de relaxare transversală* și se notează de obicei cu T_2.

Dacă considerăm 2 spini vecini, atunci timpul T_2 reprezintă timpul mediu în care ei procesionează coerent, adică în fază. Într-adevăr, după scurgerea unui interval de timp egal cu T_2 cei 2 spini se "ciocnesc,, și ca atare își pierd memoria de fază, coerența mișcării lor fiind astfel distrusă. Timpul de relaxare spin-spin caracterizează intensitatea acestor procese de „ciocnire" a spinilor, care reprezintă esența fenomenului de relaxare transversală. Cu cît timpul de relaxare este mai mic cu atît ciocnirile sînt mai numeroase și deci cu atît procesele de relaxare transversală sînt mai intense.

Procesele de relaxare transversală sînt responsabile de faptul că un sistem de spin poate să interacționeze cu un cîmp magnetic chiar dacă frecvența acestuia nu este riguros egală cu valoarea corespunzătoare diferenței de energie între nivelele sistemului, ci apropiată. Interacțiunea în acest caz este mai slabă. Explicația acestui fenomen este ușor de înțeles. Cîmpul electromagnetic apare unui spin ca avînd spectrul din fig. 5.38 *b*. Componența cîmpului de frecvență corespunzătoare valorii diferenței de energie între nivelele sistemului, determină interactiunea dintre cîmpul magnetic și sistem. Deoarece intensitatea acestei componente este mai mică decît cea a cîmpului aplicat, rezultă că interacțiunea este mai slabă.

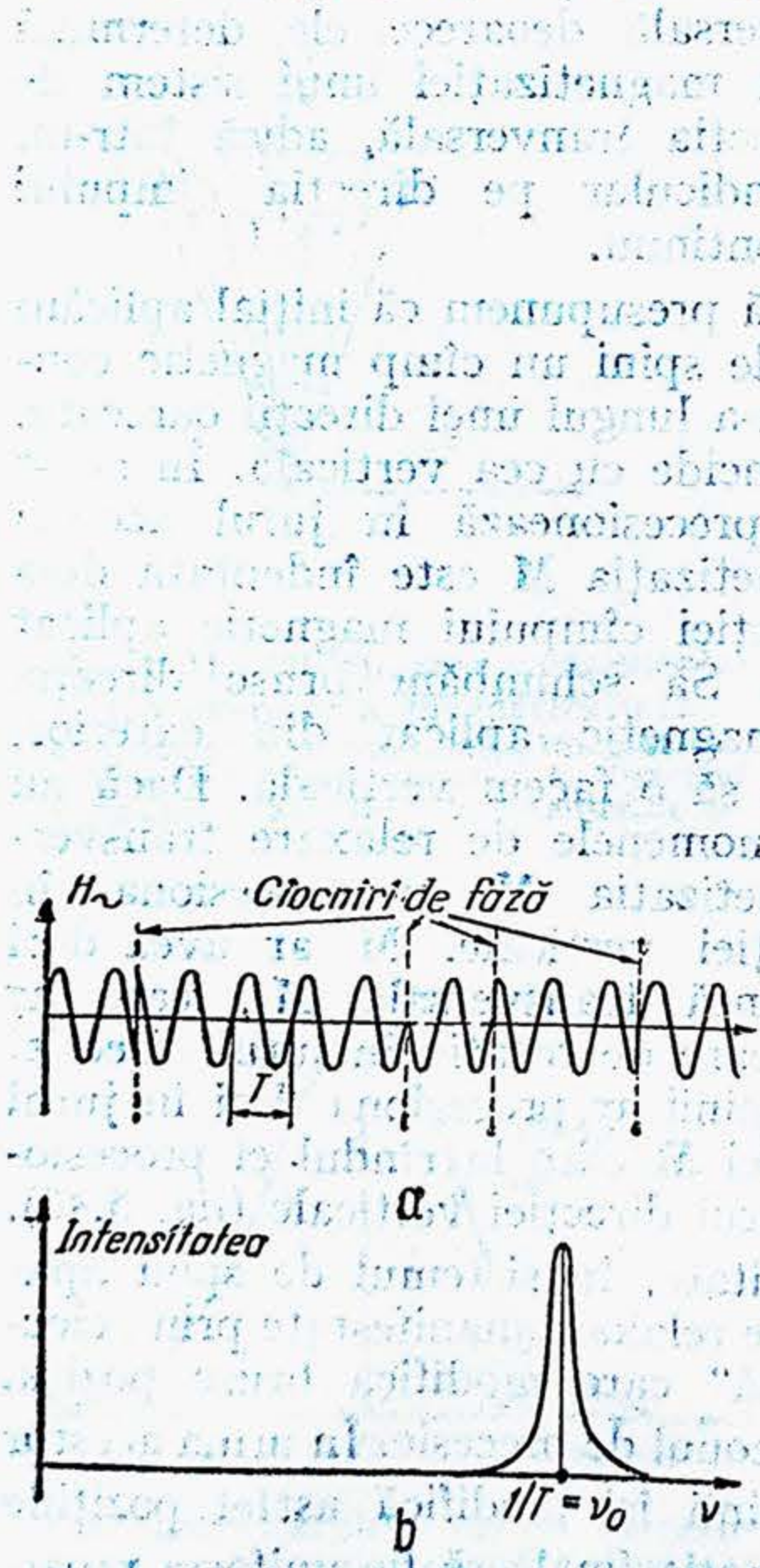


Fig. 3.38. Semnalul „simț" de un spin — *a* și spectrul său — *b*

Fenomene similare se petrec atunci cînd sistemul de spini emite radiații electro-

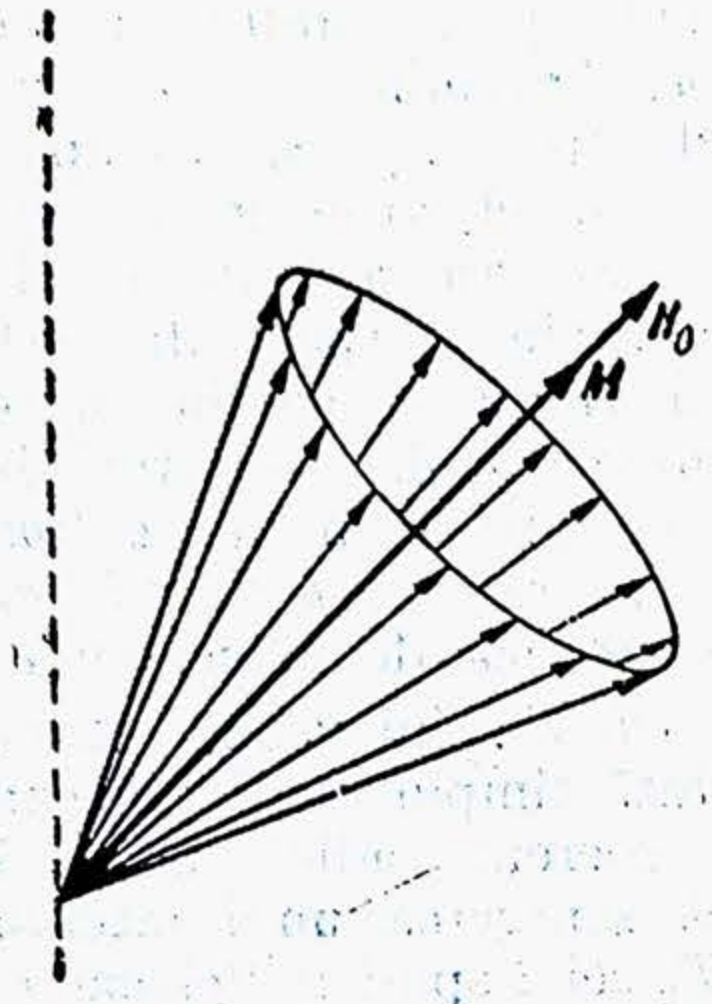


Fig. 5.39. Mișcarea de precesie a spinilor în jurul direcției inițiale a cîmpului magnetic

magnetice. Astfel un sistem de spin cu populațiile inversate nu emite radiații cu o singură frecvență corespunzătoare diferenței de energie între nivele, ci o linie spectrală cu o anumită semilărgime.

În concluzie *fenomenele de relaxare transversală determină ca un sistem să absoarbă sau să emită o linie spectrală a cărei semilărgime este egală cu inversul timpului de relaxare transversală*. Conturul liniei spectrale reprezintă la altă scară chiar curba de rezonanță a sistemului.

Fenomenele de relaxare spin-spin au căpătat denumirea și de fenomene de relaxare transversală deoarece ele determină comportarea magnetizației unui sistem de spin în direcția tranversală, adică într-un plan perpendicular pe direcția cîmpului magnetic continuu.

Astfel să presupunem că inițial aplicăm sistemului de spini un cîmp magnetic continuu $\mathbf{H}_0$ de-a lungul unei direcții oarecare, care nu coincide cu cea verticală. În acest caz spinii precesionează în jurul acestui cîmp. Magnetizația **M** este îndeptată de-a lungul direcției cîmpuiui magnetic aplicat (fig. 5.39.). Să schimbăm brusc direcția cîmpului magnetic aplicat din exterior, de exemplu să o facem verticală. Dacă nu ar exista fenomenele de relaxare transversală, magnetizația **M** ar procesiona în jurul direcției verticale. **M** ar avea deci o componentă transversală $\mathbf{M}_t$, care ar avea o mișcare de rotație în jurul direcției verticale. Spinii ar procesiona deci în jurul magnetizației **M** care la rîndul ei procesionează în jurul direcției verticale (fig. 5.40).

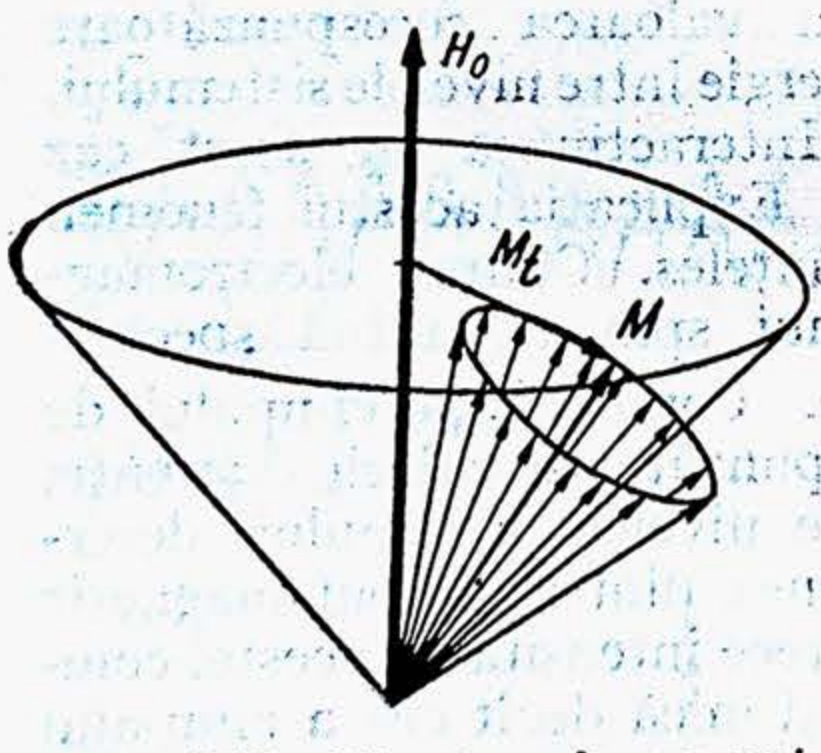


Fig. 5.40. Mișcarea de precesie a spinilor în jurul direcției finale a cîmpului magnetic în situația în care nu ar exista fenomenele de relaxare transversală

În realitate, în sistemul de spini apar fenomene de relaxare manifestate prin „ciocniri de fază" care modifică brusc poziția spinilor pe conul de precesie. În urma acestor ciocniri, spinii își modifică astfel pozițiile încît în situația finală să fie uniform repartizați pe conul care are ca axă direcția

Fig. 5.41. Distrugerea componentei transversale a magnetizației: *a* — situația în momentul imediat următor schimbării bruște a direcției cîmpului magnetic; *b* — situația finală

verticală. În această situație, magnetizația M are o componentă transversală nulă (fig. 5.41).

5.3.4. EFECTUL NEUNIFORMITĂȚILOR

Imperfecțiunile de natură internă sau externă determină și ele o lărgire a liniei spectrale. Imperfecțiunile de natură internă apar cu precădere în cazul corpurilor solide și se datoresc neomogenității structurii cristaline. Deoarece frecvența mișcării de precesie depinde de cîmpul magnetic efectiv în care se află spinii, cîmp egal cu suma dintre cel aplicat din exterior și cel interior, rezultă că orice variație a structurii cristaline este reflectată printr-o modificare întîmplătoare a frecvenței de precesie a spinilor, deci printr-o lărgire a liniei spectrale. Mecanismul acestei lărgiri poate fi înțeles mai ușor cu ajutorul fig. 5.42. Spinii care au aceeași frecvență de precesie au fost grupați în așa numitele „pachete de spin". Existența curbelor de rezonanță ale fiecărui pachet de spin (desenate cu linii întrerupte) determină ca sistemul în întregime să aibă o linie spectrală globală mult lărgită în comparație cu curba fiecărui pachet în parte.

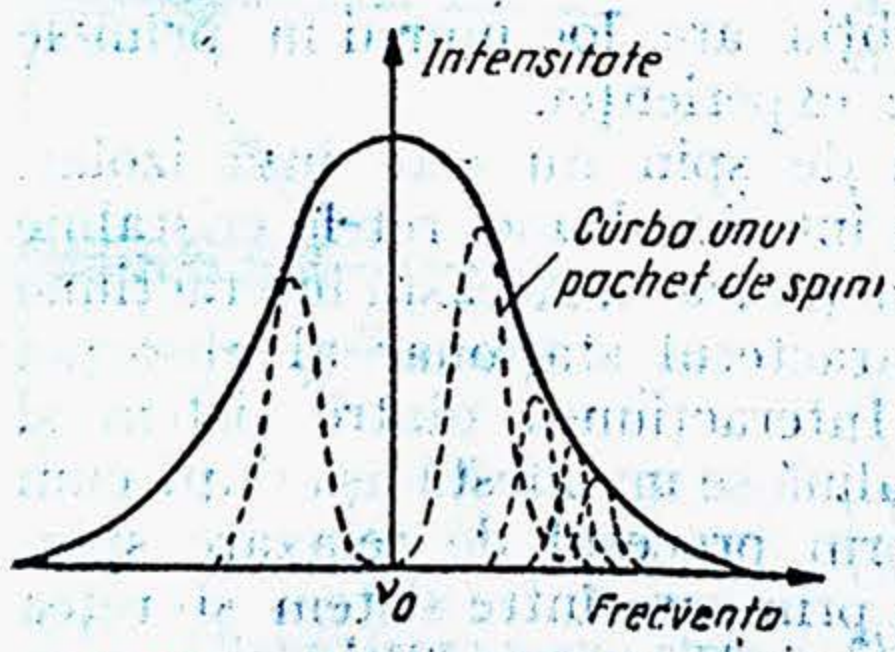


Fig. 5.42. Lărgirea curbei de rezonanță a sistemului datorită efectului imperfecțiunilor de natură internă și externă

5.4. DESCRIEREA FENOMENELOR DE REZONANȚĂ

5.4.1. DESCRIEREA CUANTICĂ A FENOMENELOR DE REZONANȚĂ

În cele ce urmează vom studia procesele care au loc în cazul fenomenelor de rezonanță magnetică din punctul de vedere al fizicii cuantice. În cazul în care temperatura sistemului este pozitivă, populația nivelului inferior este mai mare decît cea a nivelului

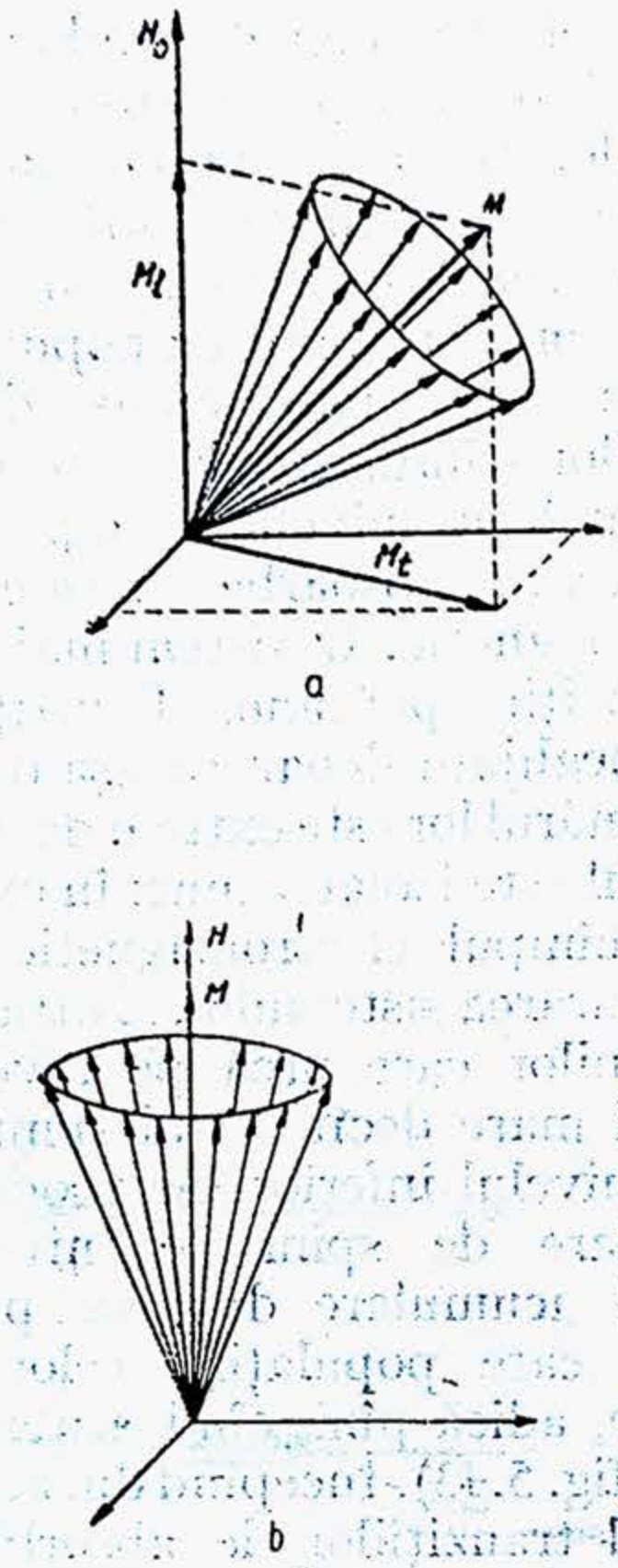


Fig. 5.41. Distrugerea componentei transversale a magnetizației: *a* — situația în momentul imediat următor schimbării bruște a direcției cîmpului magnetic; *b* — situația finală

verticală. În această situație, magnetizația **M** are o componentă transversală nulă (fig. 5.41).

5.3.4. EFECTUL NEUNIFORMITĂȚILOR

Imperfecțiunile de natură internă sau externă determină și ele o lărgire a liniei spectrale. Imperfecțiunile de natură internă apar cu precădere în cazul corpurilor solide și se datoresc neomogenității structurii cristaline. Deoarece frecvența mișcării de precesie depinde de cîmpul magnetic efectiv în care se află spinii, cîmp egal cu suma dintre cel aplicat din exterior și cel interior, rezultă că orice variație a structurii cristaline este reflectată printr-o modificare întîmplătoare a frecvenței de precesie a spinilor, deci printr-o lărgire a liniei spectrale. Mecanismul acestei lărgiri poate fi înțeles mai ușor cu ajutorul fig. 5.42. Spinii care au aceeași frecvență de precesie au fost grupați în așa numitele „pachete de spin". Existența curbelor de rezonanță ale fiecărui pachet de spin (desenate cu linii întrerupte) determină ca sistemul în întregime să aibă o linie spectrală globală mult lărgită în comparație cu curba fiecărui pachet în parte.

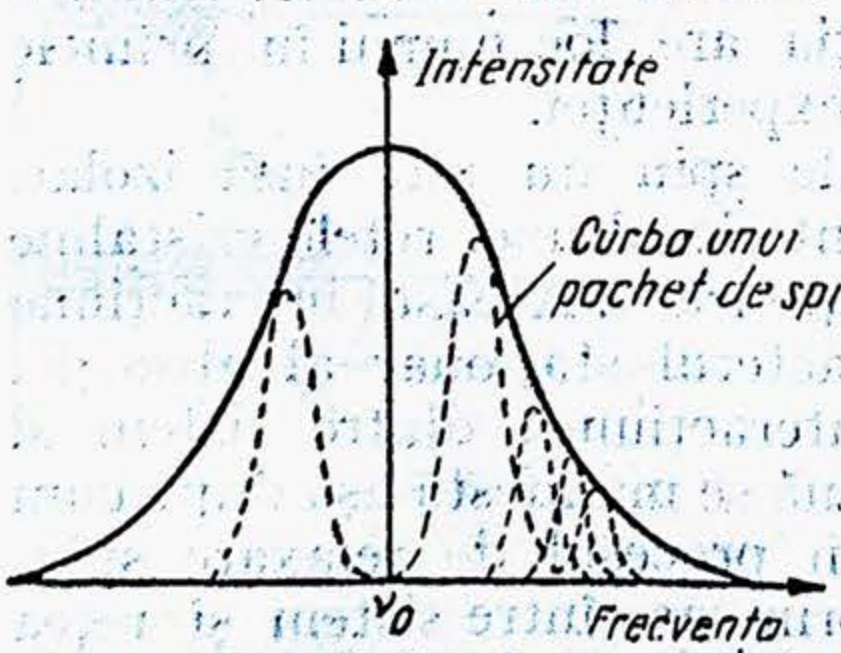


Fig. 5.42. Lărgirea curbei de rezonanță a sistemului datorită efectului imperfecțiunilor de natură internă și externă

5.4. DESCRIEREA FENOMENELOR DE REZONANȚĂ

5.4.1. DESCRIEREA CUANTICĂ A FENOMENELOR DE REZONANȚĂ

În cele ce urmează vom studia procesele care au loc în cazul fenomenelor de rezonanță magnetică din punctul de vedere al fizicii cuantice. În cazul în care temperatura sistemului este pozitivă, populația nivelului inferior este mai mare decît cea a nivelului

superior. Cîmpul electromagnetic induce în sistem tranziții stimulate și de absorție cu probabilități egale. Deoarece populația nivelului inferior este mai mare decît cea a nivelului superior rezultă că numărul tranzițiilor de absorție proporționale cu populația nivelului inferior este mai mare decît numărul tranzițiilor stimulate care este proporțional cu populația nivelului superior. Înseamnă că sistemul absoarbe energie de la cîmpul electromagnetic. În sistem mai pot avea loc și tranziții spontane. Tranzițiile spontane pot fi neglijate deoarece așa după cum s-a arătat numărul lor este extrem de mic.

Dacă sistemul este izolat, atunci în urma interacțiunii cu cîmpul electromagnetic se produce rapid saturarea sistemului. Întradevăr numărul spinilor care urcă pe nivelul superior este mai mare decît cel al spinilor care coboară pe nivelul inferior. Se produce astfel o acumulare de spini pe nivelul superior. Această acumulare durează pînă în momentul în care populațiile celor 2 nivele devin egale, adică pînă cînd sistemul intră în saturație (fig. 5.43). Începînd din acest moment, numărul tranzițiilor de absorbiție este egal cu cel al tranzițiilor stimulate, astfel încît sistemul nu mai interacționează cu cîmpul. Ca atare, sistemul nu mai absoarbe energie de la cîmpul electromagnetic. Absorția de energie nu are un caracter staționar ci din contră un caracter tranzitoriu. Absorbția are loc numai în primele momente ale experienței.

Sistemul de spin nu este însă izolat. El se află în interiorul unei rețele cristaline cu care interacționează. Această interacțiune determină caracterul staționar al absorției de energie. Interacțiunea dintre sistem și rețeaua cristalină se manifestă așa după cum am arătat prin procesul de relaxare spin-rețea, proces prin care între sistem și rețea au loc schimburi de energie. Prin asemenea schimburi sistemul intră în echilibru termodinamic cu rețeaua cristalină. Tranzițiile de

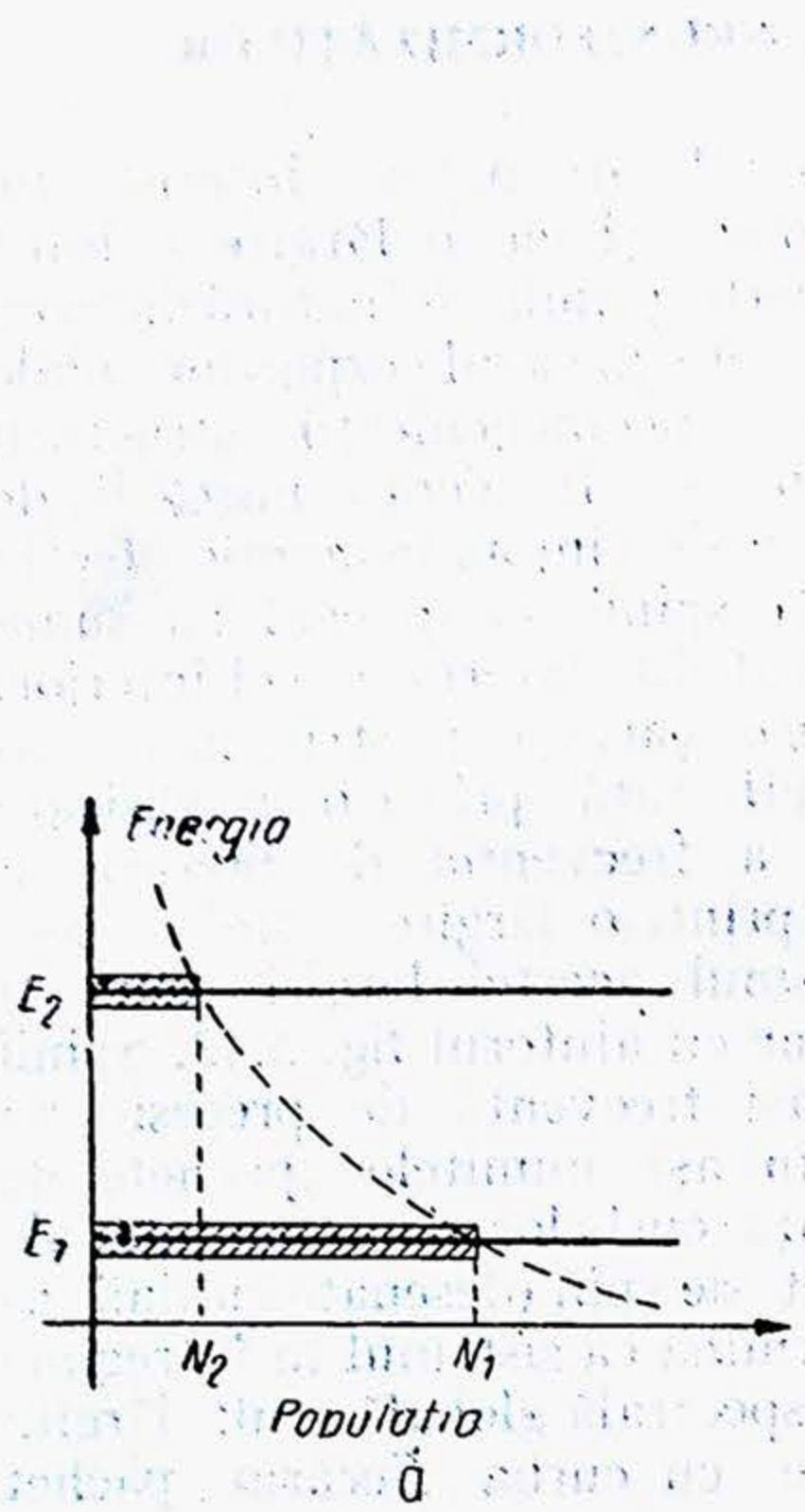


Fig. 5.43. Interacțiunea unui cîmp electromagnetic cu un sistem izolat de spini:
a — situația inițială; *b* — situația finală

relaxare pot să apară de pe nivelul superior pe cel inferior în urma cărora sistemul cedează energie rețelei sau invers de pe nivelul inferior pe cel superior în urma cărora sistemul absoarbe energie de la rețea. Probabilitatea tranzițiilor de relaxare de sus în jos este mult mai mare decît cea a tranzițiilor de jos în sus. În raționamente calitative, putem să neglijăm efectul tranzițiilor de jos în sus. Ca atare în sistem au loc în principal numai tranziții de relaxare de pe nivelul superior pe nivelul inferior, tranziții prin care se cedează energie rețelei.

Interacțiunea cu cîmpul electromagnetic are ca efect global urcarea unui număr de spin de pe nivelul inferior pe cel superior. Interacțiunea cu rețeaua are efect invers: coborîrea spinilor de pe nivelul superior pe cel inferior. În urma primei interacțiuni, sistemul absoarbe energie de la cîmpul electromagnetic, iar în urma celei de a doua interacțiuni, sistemul cedează energie rețelei cristaline. Sistemul preia deci energie de la cîmpul electromagnetic și o transmite rețelei cristaline (fig. 5.44).

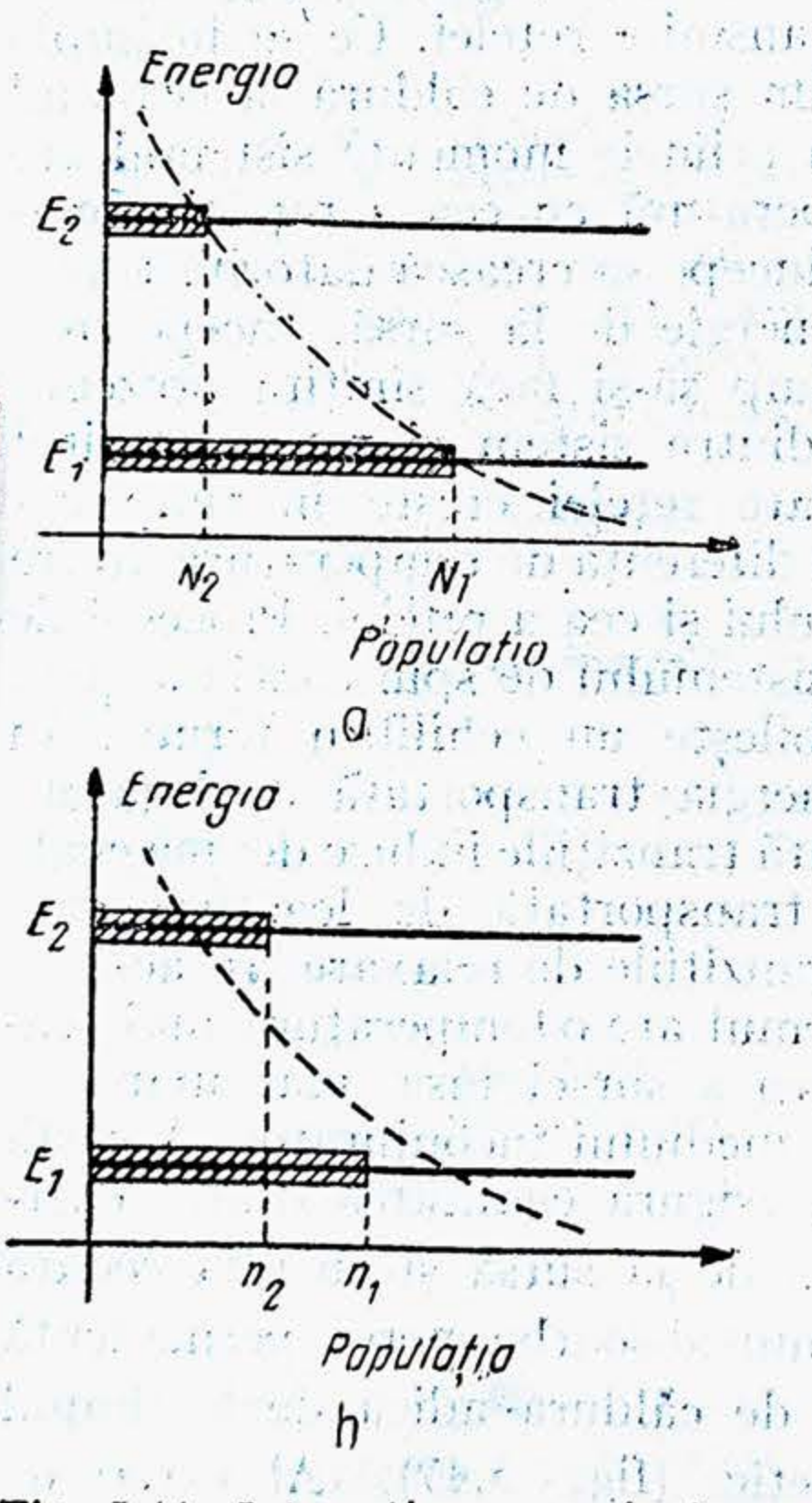


Fig. 5.44. Interacțiunea unui cîmp electromagnetic cu un sistem de spini cuplat cu exteriorul: *a* — situația inițială; *b* — situația finală

5.4.2. O ANALOGIE TERMICĂ A FENOMENELOR DE REZONANȚĂ

Putem să obținem o analogie termică a fenomenelor de rezonanță utilizînd noțiunea de temperatură a sistemului. Cîmpul electromagnetic îl putem simula cu o sursă de căldură cu o temperatură foarte mare, infinită. Sistemul de spin îl asimilăm cu un corp care are temperatură T_s egală cu temperatura sistemului. Sistemul este conectat la sursa de căldură printr-o legătură termică care reprezintă efectul tranzițiilor induse. Într-adevăr, prin intermediul acestor tranziții, sistemul absoarbe sau cedează energie cîmpului. Sistemul de spin mai are o legătură termică cu rețeaua cristalină care reprezintă efectul tranzițiilor de relaxare

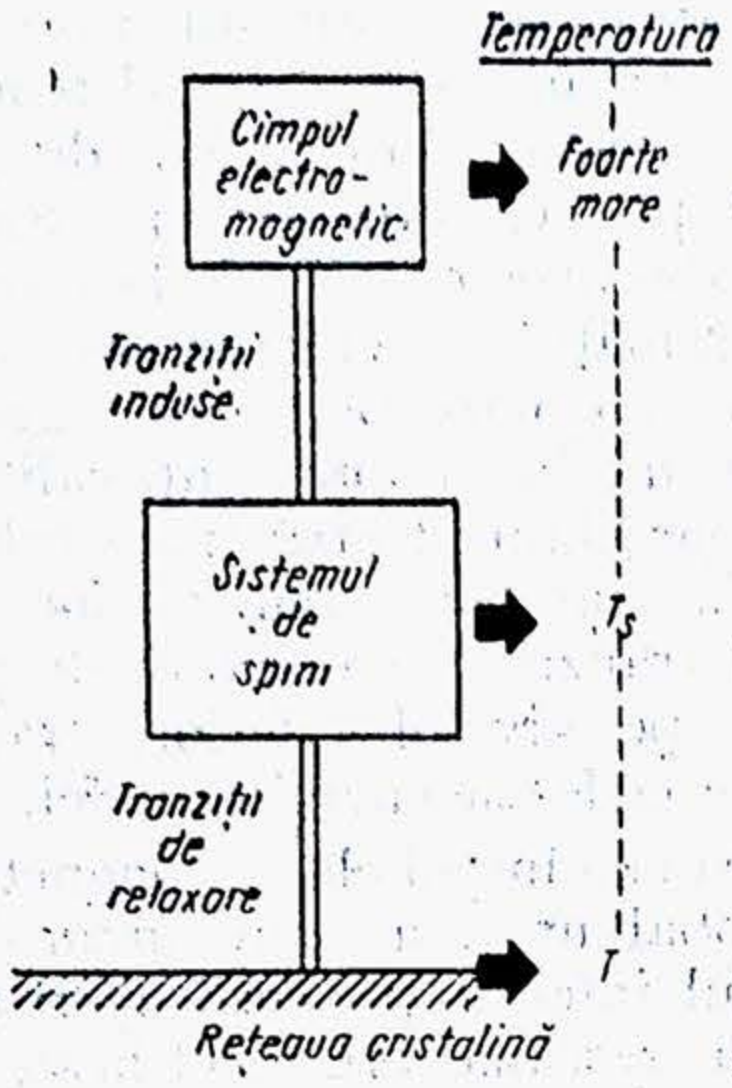


Fig. 5.45. Analogia termică a fenomenelor de rezonanță

Prin această legătură sistemul cedează energie termică rețelei (fig. 5.45). Rețeaua cristalină are temperatura T.

Dacă sistemul este izolat adică dacă este întreruptă legătura cu rețeaua cristalină, atunci temperatura sistemului crește neîncetat deoarece el cîștigă mereu energie de la sursă (fig. 5. 46). Această creștere durează pînă în momentul în care temperatura sistemului devine egală cu temperatura sursei. În acest caz temperatura sistemului devine infinită, ceea ce înseamnă că populațiile celor două nivele ajung egale.

Dacă sistemul nu este izolat atunci legătura termică cu rețeaua cristalină nu este întreruptă. Sistemul preia căldura de la sursă și o transmite rețelei. Ce se întîmplă cînd conectăm sursa de căldură la sistemul de spini ? În primele momente sistemul are aceeași temperatură cu cea a rețelei. Temperatura sa începe să crească datorită transportului de energie de la sursă. Începe însă în același timp să-și facă simțită prezența și legătura dintre sistem și rețea. Debitul energiei cedate rețelei crește în timp deoarece crește diferența de temperatură dintre cea a sistemului și cea a rețelei. Procesul de încălzire al sistemului de spin continuă pînă cînd se stabilește un echilibru termic. În acest caz energia transportată de legătura care reprezintă tranzițiile induse devine egală cu energia transportată de legătura care reprezintă tranzițiile de relaxare. În această situație sistemul are o temperatură mai scăzută decît cea a sursei însă mai mare ca temperatura mediului înconjurător. Această temperatură asigură egalitatea dintre energia absorbită de la sursă și energia cedată rețelei. Sistemul absoarbe energie permanentă de la sursa de căldură adică de la cîmpul electromagnetic (fig. 5.47). Absorția de energie de la cîmpul electromagnetic are un caracter staționar dacă interacțiunea sistemului cu rețeaua este eficace.

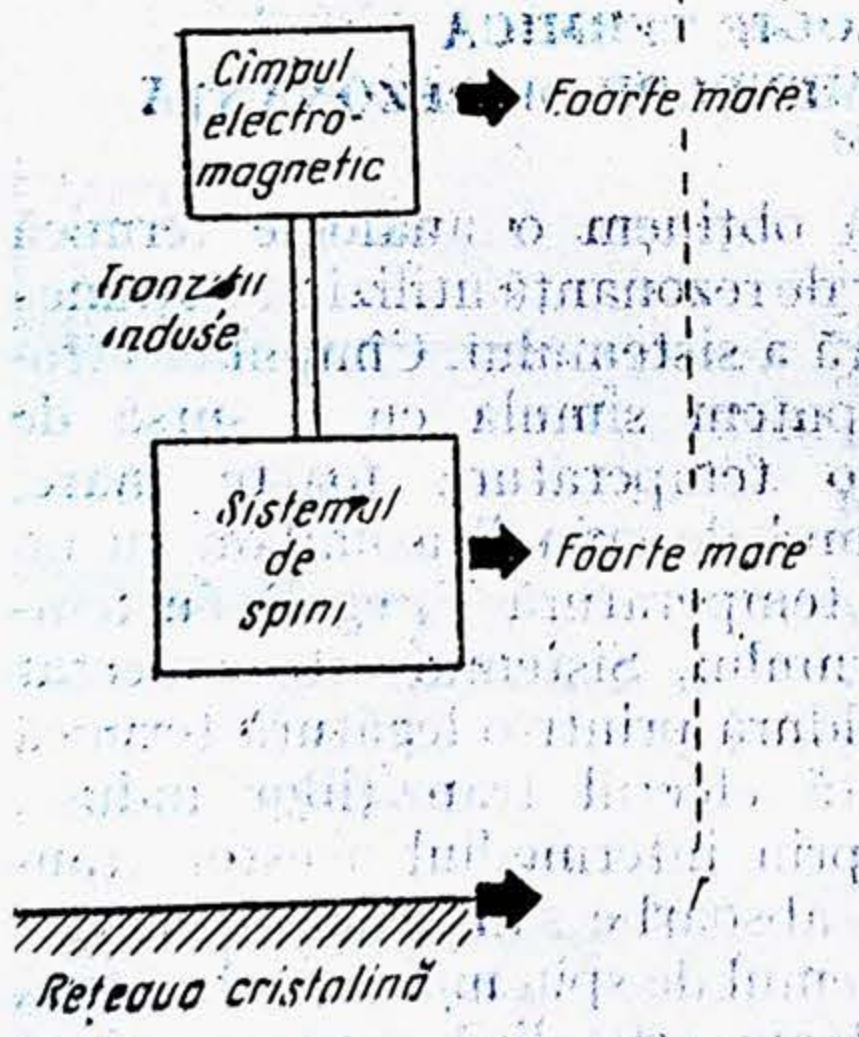


Fig. 5.46. Analogia termică în cazul în care sistemul este izolat de rețea.

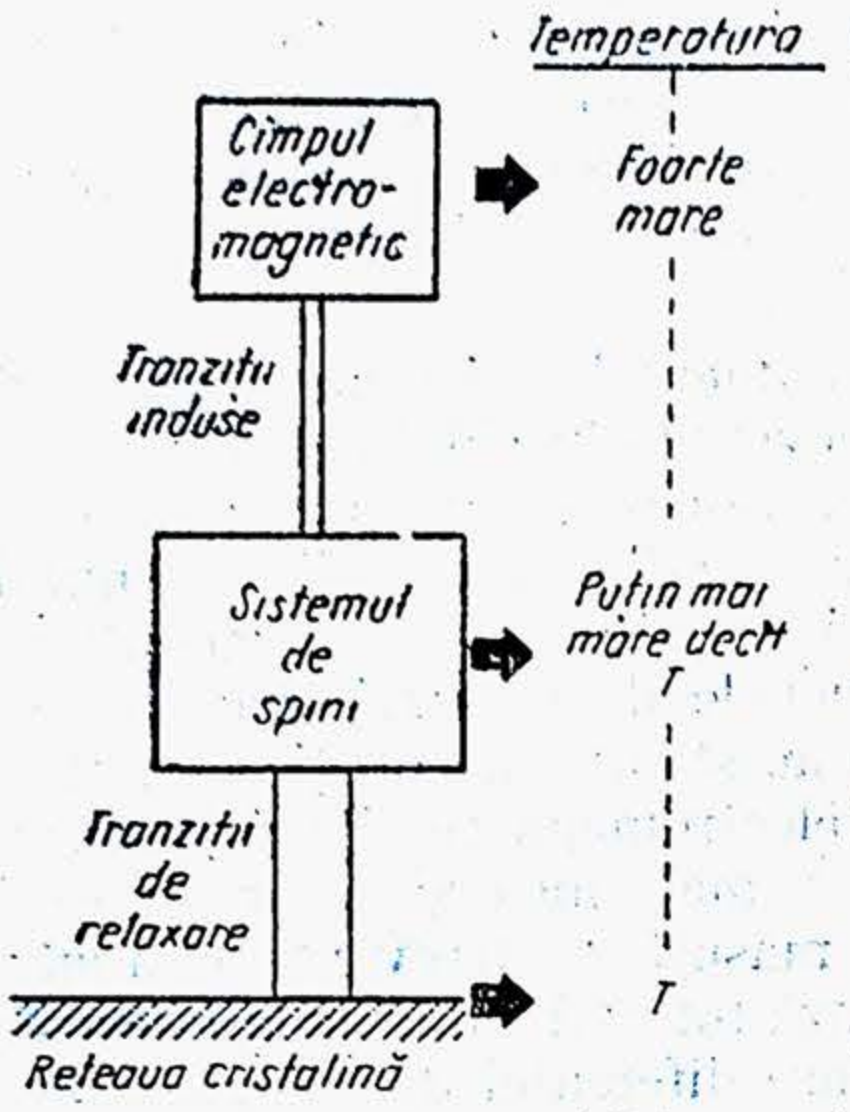


Fig. 5.47. Analogia termică în cazul în care procesele de relaxare spin-rețea asigură o evacuare eficientă e energiei din sistem. Se observă că legătura termică a sistemului cu exteriorul este mai puternică decît cea dintre sistem și sursa de căldură (cîmpul electromagnetic)

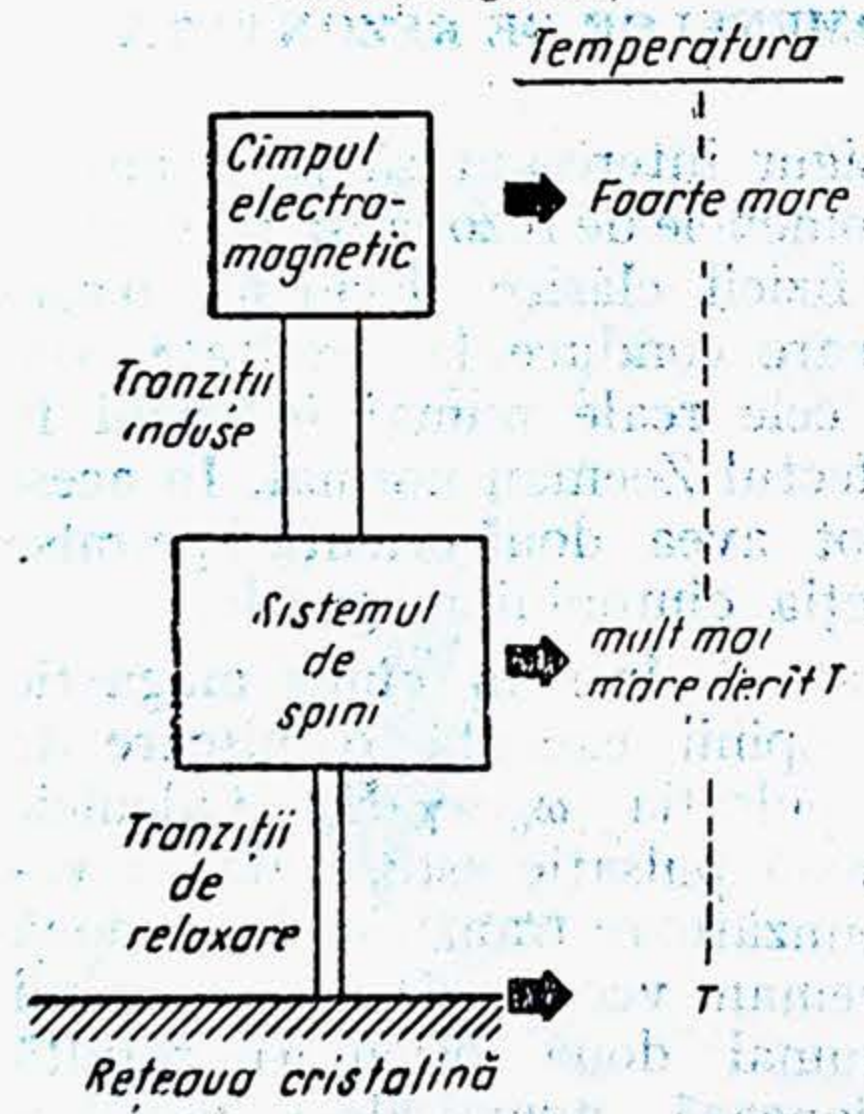


Fig. 5.48. Analogia termică în cazul în care procesele de relaxare spin-rețea produc o evacuare insuficientă a căldurii din sistem. Se observă că legătura termică a sistemului cu rețeaua este mai „slabă" decît cea cu sursa de căldură (cîmpul electromagnetic)

Dacă legătura termică dintre sistem și rețea nu este eficace, adică dacă nu asigură o evacuare suficientă de energie de la sistem, atunci aportul de energie este mai mare decît energia cedată și în consecință temperatura sistemului începe să crească. Crește și transportul de energie către rețeaua cristalină însă într-o măsură mult mai mică decît transportul de energie de la sursă. Temperatura sistemului crește continuu pînă cînd devine foarte apropiată de temperatura sursei adică mult mai mare decît temperatura T a rețelei. Cu toate că sistemul nu este izolat datorită insuficienței cuplajului dintre sistem și rețeaua cristalină sistemul practic se saturează și ca atare absoarbe energie neglijabilă de la cîmpul electromagnetic. Absorbția de energie de la cîmp nu mai are un caracter staționar (fig. 5.48).

Pentru a evita intrarea în saturație a sistemului de spin dispune de 2 mijloace: micșorarea cantității de energie absorbită de la cîmp prin intermediul legăturii care reprezintă tranzițiile induse și mărirea cantității de energie cedată rețelei cristaline prin intermediul legăturii care reprezintă tranzițiile de relaxare, adică în fond prin micșorarea numărului tranzițiilor induse și mărirea numărului tranzițiilor de relaxare. Micșorarea numărului tranzițiilor induse se obține prin scăderea intensității cîmpului electromagnetic. Mărirea numărului tranzițiilor de relaxare se realizează prin intensificarea proceselor de relaxare. Modul cum se realizează această intensificare va fi menționat în cazurile concrete. Micșorarea numărului tranzițiilor induse se dovedește a fi un mijloc foarte comod de a evita intrarea în saturare a sistemului de spin. Din nefericire însă această micșorare determină scăderea puterii absorbite de la cîmp, scădere care necesită utilizarea unor instalații de punere în evidență a absorbției staționare de putere mai perfecționate și mai sensibile, deci mai costisitoare. Cea mai

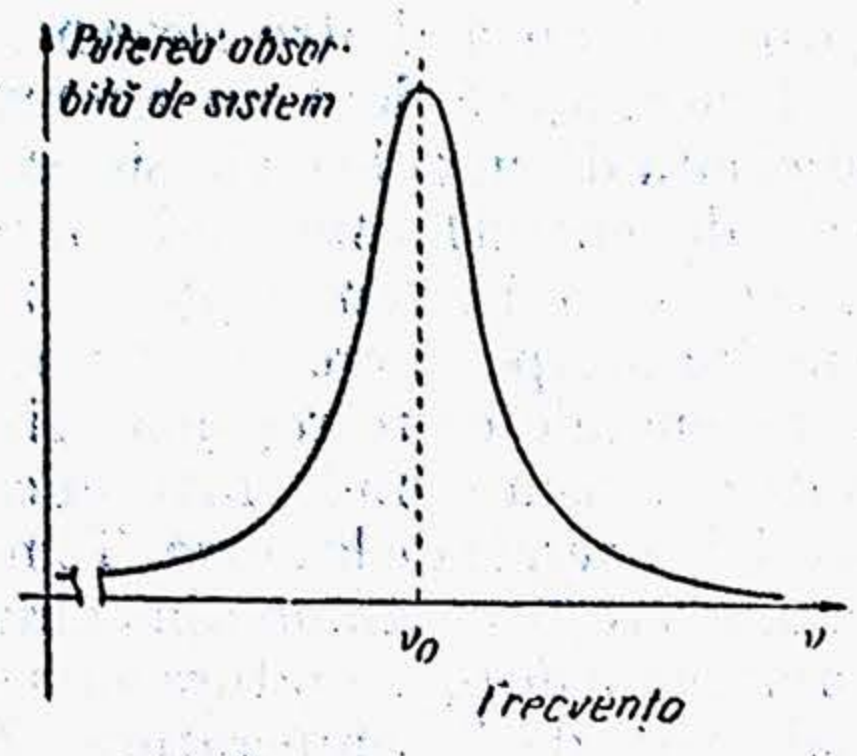


Fig. 5.49. Curba de variație a puterii absorbite de sistemul de spini în funcție de frecvență

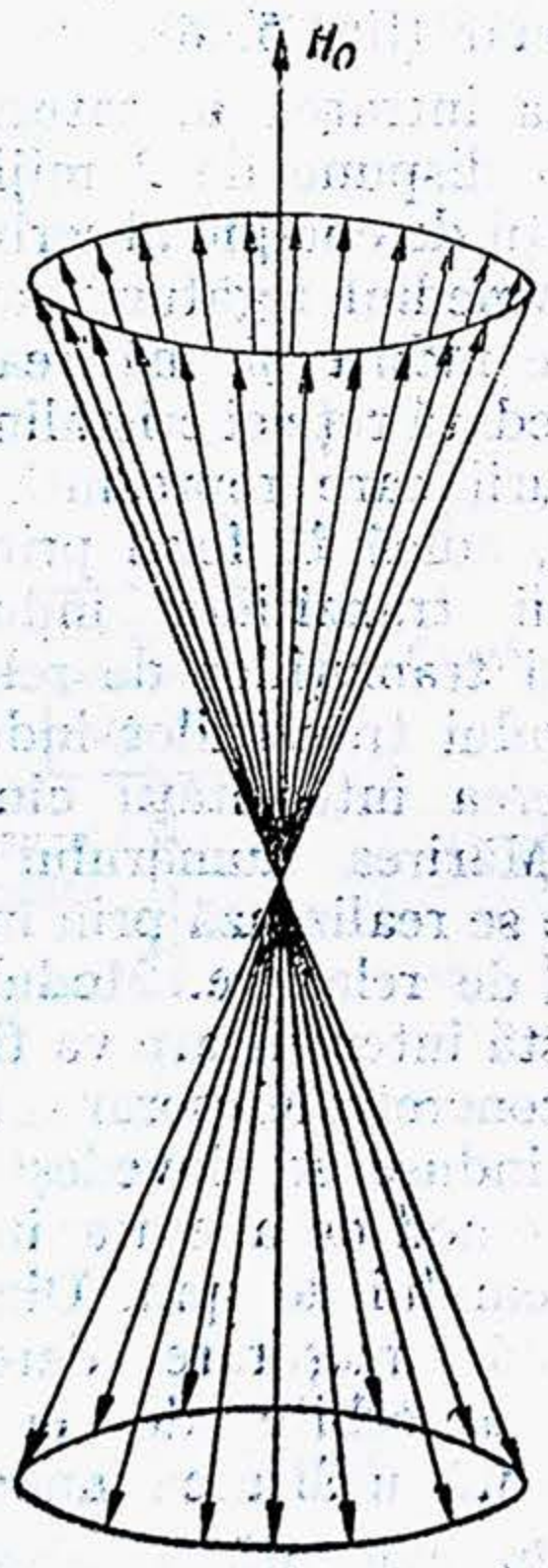


Fig. 5.50. Precesia spinilor unui sistem cu două subnivele Zeeman într-un cîmp magnetic continuu

eficace se dovedește deci a fi intensificarea proceselor de relaxare. Din nefericire, nici intensificarea proceselor de relaxare nu poate fi făcută oricît de mult, deoarece apar alte efecte nedorite.

În raționamentele efectuate s-a considerat că frecvența cîmpului electromanetic este egală cu valoarea corespunzătoare diferenței de energie dintre nivelele sistemului. Dacă această condiție nu este îndeplinită atunci fenomenele de relaxare transversală asigură și în acest caz o absorbție de putere de la cîmpul electromagnetic. Puterea absorbită este însă mai mică și se micșorează continuu pe măsură ce frecvența cîmpului se îndepărtează tot mai mult de la valoarea corespunzătoare diferenței de energie dintre nivele (fig. 5.49). Absorbția de putere are un caracter rezonant cu variația frecvenței cîmpului electromagnetic.

5.4.3. DESCRIEREA CLASICĂ A FENOMENELOR DE REZONANȚĂ

Este desigur interesant să încercăm să explicăm fenomenele de rezonanță magnetică cu ajutorul fizicii clasice. Evident, o asemenea încercare conduce la rezultate concordante cu cele reale numai în cazul în care apare efectul Zeeman normal. În acest caz spinii pot avea două orientări permise față de direcția cîmpului magnetic.

S-a arătat că într-un cîmp magnetic continuu $\mathbf{H}_0$ spinii execută o mișcare de precesie cu pulsația $\omega_0 = \gamma \cdot H_0$. Calculele arată că această pulsație este egală cu valoarea corespunzătoare tranziției între două subnivele Zeeman vecine. Deoarece spinii pot avea numai două orientări rezultă că ei precesionează numai de-a lungul a două conuri. Numărul spinilor care se află pe conul corespunzător nivelului energetic superior este mai mic decît cel corespunzător celeilalte situații (fig. 5.50).

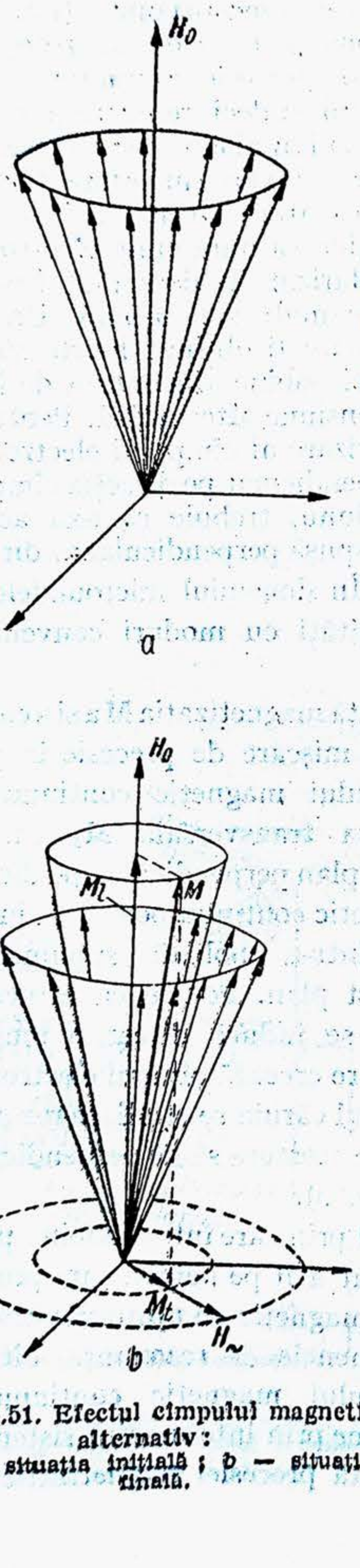


Fig. 5.51. Efectul cîmpului magnetic alternativ:
a — situația inițială ; *b* — situația finală.

Dacă se aplică și cîmpul magnetic alternativ $\mathbf{H}_\sim$ atunci acesta prin cuplul exercitat asupra spinilor determină o răsturnare a acestora de pe un con pe celălalt. De pe conul corespunzător nivelului superior, spinii pot trece pe celălalt prin tranziții de relaxare cedînd energie rețelei. Aceasta are ca efect un transfer net de energie de la cîmp la rețea, prin intermediul sistemului de spini.

Efectul cîmpului magnetic $\mathbf{H}_\sim$ asupra sistemului de spini apare mai clar dacă se consideră că a fost aplicat brusc. Înainte de aplicarea lui, spinii erau repartizați uniform pe fiecare con. Cîmpul magnetic $\mathbf{H}_\sim$ răstoarnă cu precădere spinii care se află în jumătatea opusă a conurilor de precesie. Ca atare în prezența cîmpului magnetic $\mathbf{H}_\sim$ spinii nu mai sînt uniform repartizați. Pe suprafața laterală a conului aflat în dreptul vectorului $\mathbf{H}_\sim$ se află mai mulți spini decît în regiunea opusă. În aceste condițiuni magnetizația $\mathbf{M}$ are o componentă transversală $\mathbf{M}_t$. Se observă ușor că magnetizația $\mathbf{M}$ are o mișcare de precesie în fază cu mișcarea de rotație a lui $\mathbf{H}_\sim$. Cîmpul electromagnetic circular polarizat produce deci o aliniere a spinilor de-a lungul componentei sale magnetice $\mathbf{H}_\sim$ și în consecință determină apariția unei magnetizații ce procesionează în jurul direcției cîmpului magnetic continuu în fază cu vectorul $\mathbf{H}_\sim$. Magnetizația $\mathbf{M}$ are astfel o componentă transversală $\mathbf{M}_t$ care se rotește într-un plan perpendicular pe direcția cîmpului magnetic continuu $\mathbf{H}_0$ (fig. 5.51).

S-a arătat că o undă liniar polarizată poate fi descompusă în două unde circular polarizate în sensuri opuse. Rezultă că un cîmp electromagnetic liniar polarizat poate

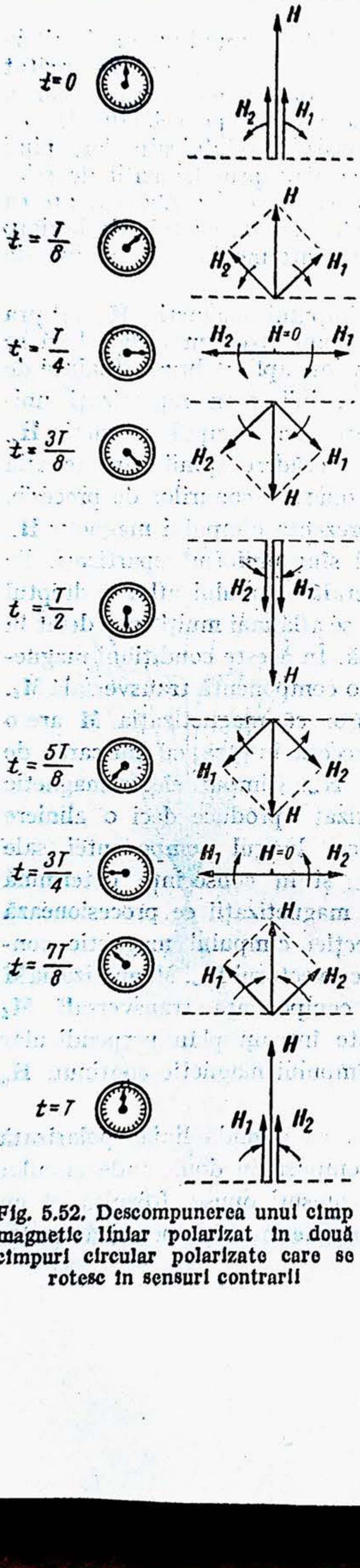


Fig. 5.52. Descompunerea unui cîmp magnetic liniar polarizat în două cîmpuri circular polarizate care se rotesc în sensuri contrarii

fi descompus în 2 cîmpuri electromagnetice circular polarizate în sensuri opuse (fig. 5.52). Cîmpul electromagnetic care se rotește în sensul mișcării de precesie interacționează cu sistemul de spini și deci reprezintă cîmpul util. Din contră, cîmpul electromagnetic care se rotește în sens invers nu interacționează cu sistemul și ca atare nu are nici un efect asupra lui. Obținerea unui cîmp electromagnetic liniar polarizat în domeniul frecvențelor radio este mult mai ușoară. Un asemenea cîmp poate fi obținut foarte simplu cu ajutorul unei bobine alimentată de la un generator de tensiune alternativă. Pentru ca planul de polarizare al cîmpului electromagnetic să fie perpendicular pe direcția cîmpului magnetic continuu, trebuie ca axa acestei bobine să fie dispusă perpendicular pe direcția acestui cîmp. În domeniul microundelor se utilizează cantități cu moduri convenabile de oscilație.

La rezonanță magnetizația **M** a sistemului de spini are o mișcare de precesie în jurul direcției cîmpului magnetic continuu $\mathbf{H}_0$. Componenta sa transversală $\mathbf{M}_t$ care se rotește într-un plan perpendicular pe direcția cîmpului magnetic continuu poate să inducă o tensiune într-o bobină suplimentară situată în acest plan. Pentru ca în această bobină să nu se inducă direct o tensiune de la bobina care creează cîmpul electromagnetic, cu ajutorul căruia se studiază rezonața, trebuie ca axele acestora să fie perpendiculare între ele (fig. 5.55).

Fenomenul prin care într-o bobină plasată perpendicular atît pe bobina care produce cîmpul electromagnetic cu ajutorul căruia se studiază fenomenele de rezonanță, cît și pe direcția cîmpului magnetic continuu, se induce o tensiune prin intermediul sistemului de spini datorită precesiei magnetizației sis-

temului se numește *inducție nucleară*, deoarece după cum vom vedea în domeniul frecvențelor radio apare fenomenul de rezonanță magnetică nucleară, domeniu în care se poate utiliza în acest scop o bobină.

5.4.4. REZONANȚA PARAMAGNETICĂ ELECTRONICĂ ȘI REZONANȚA MAGNETICĂ NUCLEARĂ

În funcție de natura nivelelor între care atomii execută tranziții, fenomenele de rezonanță magnetică pot fi de *rezonanță paramagnetică electronică* sau de *rezonanță magnetică nucleară*.

Rezonanța paramagnetică electronică apare în cazul în care atomii suferă tranziții între subnivelele energetice determinate de interacțiunea momentelor magnetice ale electronilor cu un cîmp continuu.

Fenomenul de rezonanță magnetică nucleară apare în cazul în care atomii suferă tranziții între subnivelele energetice determinate de interacțiunea spinilor nucleari cu un cîmp magnetic continuu aplicat din exterior.

Mecanismul fenomenelor de rezonanță paramagnetică electronică și de rezonanță magnetică nucleară sînt identice. Fenomenele sînt ca atare foarte asemănătoare. Deosebirile dintre aceste fenomene constau în domeniul frecvențelor în care se situează și în particularităților proceselor de relaxare

Datorită masei mult mai mari a nucleului, frecvențele la care apar fenomenele de rezonanță magnetică nucleară sînt mai mici decît cele la care se manifestă fenomenele de rezonanță paramagnetică electronică.

În general, fenomenele de rezonanță magnetică nucleară apar în domeniul frecvențelor radio pe cînd fenomenele de re-

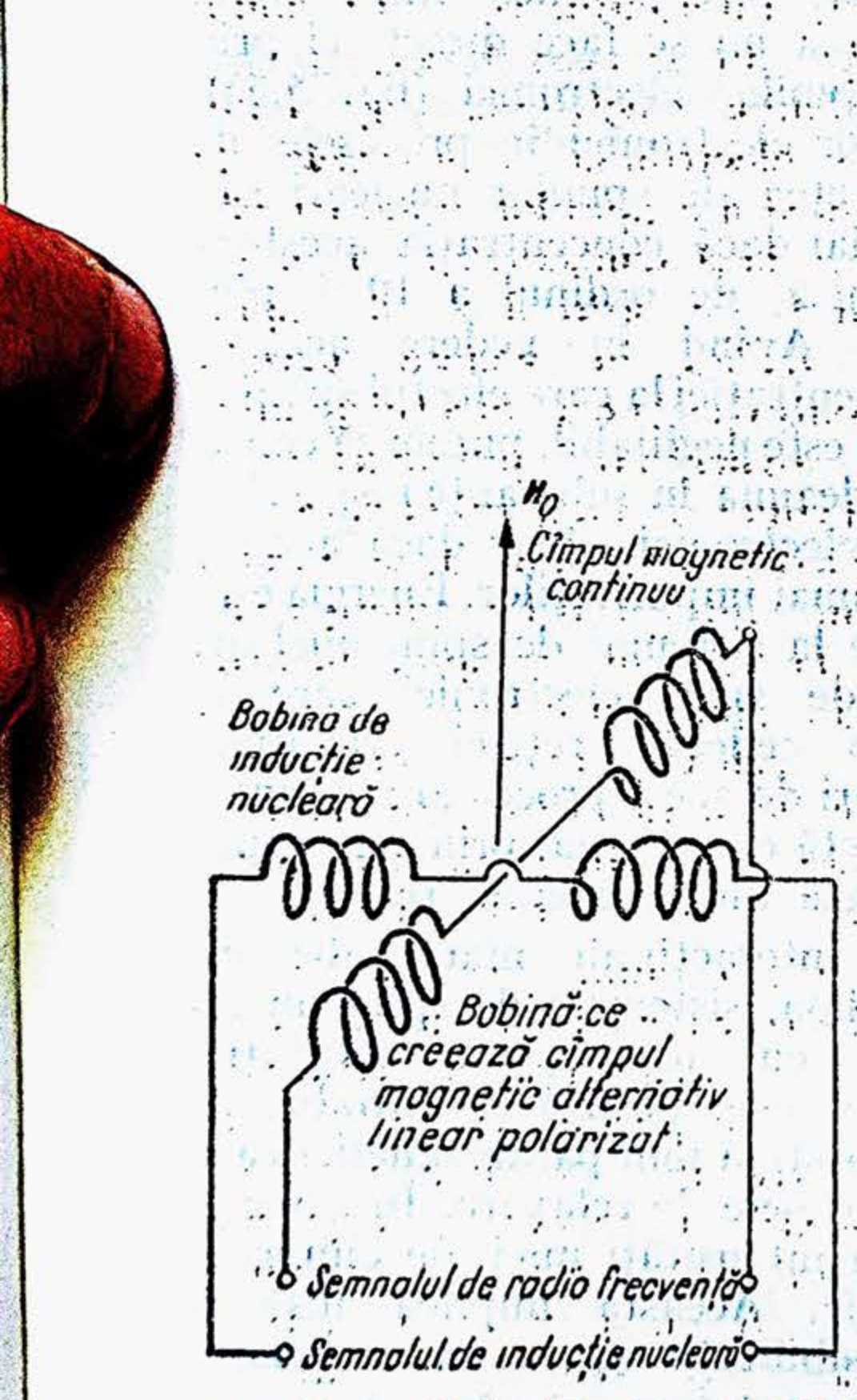

H_0
Cîmpul magnetic continuu
Bobina de inducție nucleară
Bobină ce creează cîmpul magnetic alternativ liniar polarizat
Semnalul de radio frecvență
Semnalul de inducție nucleară

Fig. 5.53. Dispunerea în spațiu a celor două bobine în cazul fenomenului de inducție nucleară

zonanță paramagnetică electronică se situează în domeniul microundelor (fig. 5.54).

Fenomenele de relaxare în cazul sistemelor de spini nucleari sînt mult mai slabe decît cele din cazul sistemelor de spini electronici, deoarece momentul magnetic nuclear este ecranat de către electroni. Din această cauză interacțiunea sistemului de spini nucleari cu rețeaua este mult mai slabă. Astfel, timpul de relaxare spin-rețea în cazul sistemelor de spini electronici variază între 10^{-6} și 10^{-4} *s*, pe cînd în cazul sistemelor de spini nucleari poate să ajungă chiar pînă la 1 *s*.

În general, interacțiunea între spinii nucleari și rețea nu se face direct, ci prin intermediul spinilor electronici (fig. 5.55). Efectul spinilor electronici în procesele de relaxare spin-rețea ale spinilor nucleari este important chiar dacă concentrația acestora este foarte mică, de ordinul a 10^{-6} spini într-un cm^3. Avînd în vedere această valoare a concentrației la care efectul spinilor electronici nu este neglijabil, putem să considerăm că întodeauna în substanța respectivă se află spini electronici, chiar dacă aceștia se datoresc numai impurităților. Energia este transferată de la sistemul de spini nucleari la sistemul de spini electronici care la rîndul lor o cedează rețelei cristaline. Desigur, alături de acest proces are loc interacțiunea directă cu rețeaua, prin care spinii nucleari cedează direct energia rețelei.

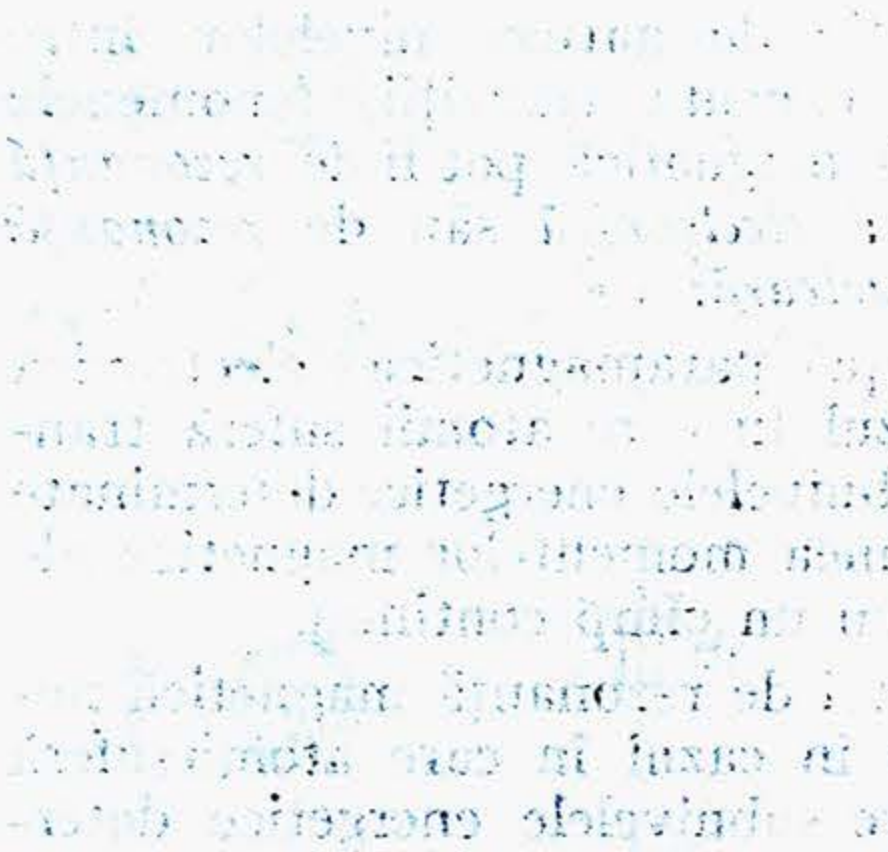


Fig. 5.54. Domeniile de frecvență în care apar fenomenele de rezonanță paramagnetică electronică, respectiv magnetică nucleară

Datorită interacțiunii mai slabe cu rețeaua cristalină, sistemele de spini nucleari pot intra cu ușurință în saturație. De aceea, dacă este posibil se introduc în substanța respectivă ioni paramagnetici care intensifică procesele de relaxare. În general se lucrează cu intensități mici ale cîmpului electromagnetic. Aceasta implică însă o mărire a sensibilității aparaturii utilizate.

Datorită faptului că spinul nuclear este ecranat de către electroni și procesele de relaxare transversală sînt slăbite. Timpul de

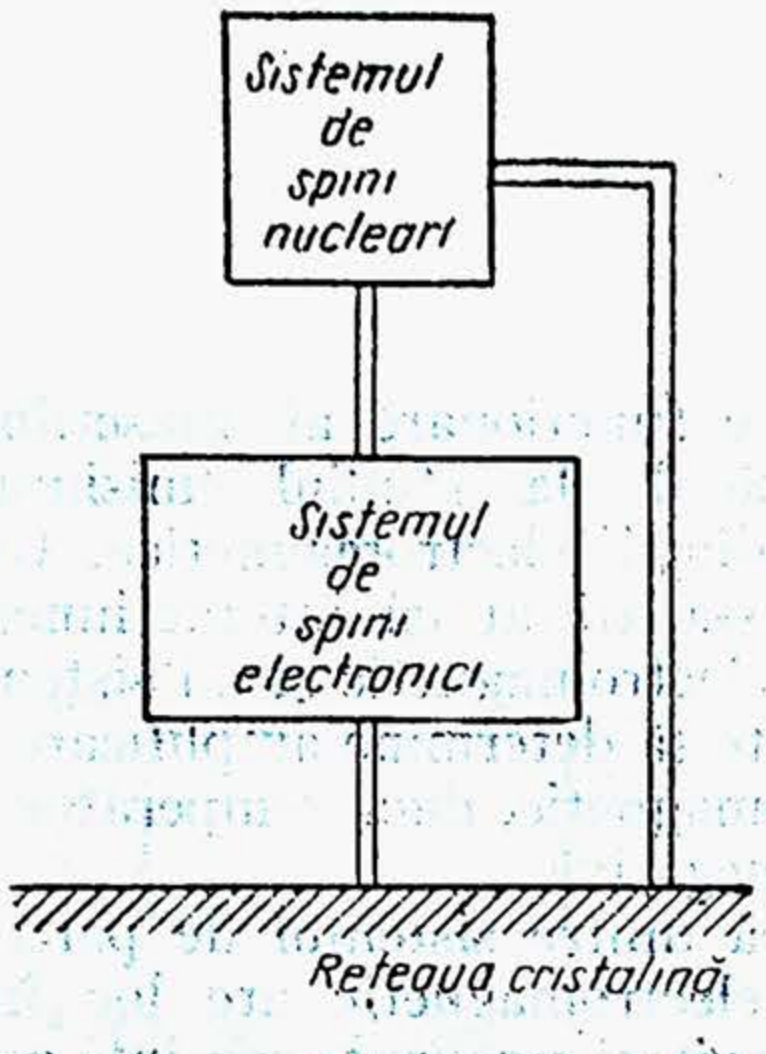


Fig. 5.55. Mecanismul relaxării longitudinale în cazul sistemului de spini nucleari

de relaxare transversală al sistemelor de spini nucleari are valori mult mai mari decît cel al sistemelor de spini electronici. Relaxarea determină o lărgire foarte mică, practic neglijabilă, a curbei de rezonanță a sistemului de spini nucleari. Rezultă că lărgimea curbei de rezonanță în cazul fenomenelor de rezonanță magnetică nucleară este determinată practic numai de către neomogenitățile cîmpului magnetic continuu. De aceea în experiențele de rezonanță magnetică nucleară trebuie să se lucreze cu cîmpuri magnetice cu un înalt grad de uniformitate

Fenomenele de rezonanță magnetică și-au găsit largi aplicații nu numai în electronică la măsurarea unor mărimi fizice, problemă căreia îi este dedicat capitolul VII, dar și în fizică chimie și biologie.

Capitolul 6

MASERI

Principiul de funcţionare al maserilor s-a conturat încă de la studiul emisiunii stimulate de radiaţii electromagnetice. Cu această ocazie, s-a arătat că interacţiunea dintre un cîmp electromagnetic şi un sistem de particule poate să determine amplificarea cîmpului electromagnetic, dacă temperatura sistemului este negativă.

Interacţiunea dintre sistemul de particule şi cîmpul electromagnetic are loc în interiorul unei cavităţi rezonante sau într-un ghid de undă.

6.1. PRINCIPIILE GENERALE DE FUNCŢIONARE ALE MASERILOR

6.1.1. FUNCŢIONAREA MASERILOR ÎN REGIM DE AMPLIFICARE ŞI GENERARE

Vom începe cu studiul maserului cu ghid de undă, deoarece în acest caz fenomenele sînt mai uşor de urmărit (fig. 6.1). De-a lungul ghidului este dispusă substanţa în care se realizează inversiunea populaţiilor denumită *mediu activ*. Unda electromagnetică care se propagă prin ghid interacţionează cu sistemul de particule cu populaţiile inversate şi se amplifică. În acelaşi timp pierderile care apar în ghid şi în substanţă produc o atenuare a undei. Pentru ca unda care se propagă să poată fi amplificată trebuie evident ca energia cedată de către mediu undei să fie mai mare decît energia pierdută de către undă. Energia cedată de către mediul activ

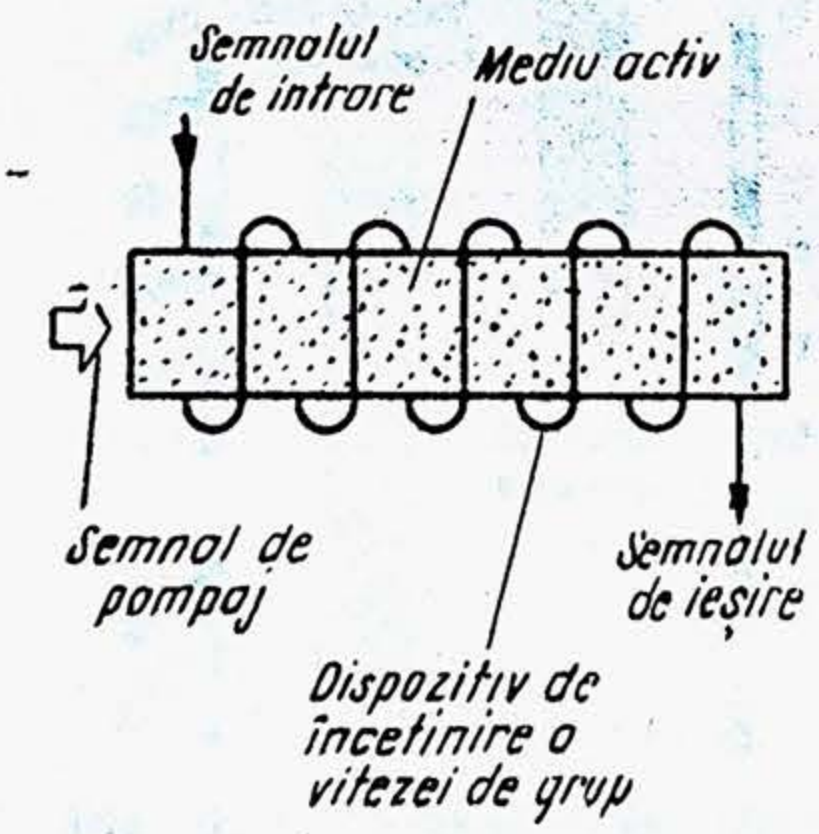


Fig. 6.1. Schema unui maser cu ghid de undă

undei depinde de excesul populației nivelului superior din grupul celor 2 nivele cu populațiile inversate, față de cea a nivelului inferior, adică de gradul de inversiune. Pentru ca maserul să poată amplifica unda care se propagă trebuie ca sistemul să aibă un grad de inversiune mai mare decît o valoare de prag corespunzătoare echilibrului între energia cedată de mediul activ undei și energia pierdută de undă. În caz contrar, unda pierde mai multă energie decît cîștigă și ca atare se atenuiază. În aceste condiții maserul nu poate să amplifice unda care se propagă.

Un maser în regim de amplificare poate fi ușor transformat într-un maser în regim de generare, adică într-un oscilator electronic. Într-adevăr, un amplificator poate fi transformat într-un oscilator cu ajutorul unei reacții pozitive care aduce semnalul de la ieșirea în fază cu cel de la intrare (fig. 6.2). În cazul maserilor se poate obține o reacție pozitivă dacă se utilizează o cavitate rezonantă. Într-adevăr, undele staționare care se stabilesc într-o cavitate sînt rezultatul suprapunerii undelor care se propagă într-un sens și al celor reflectate de către pereții cavității. Undele care sînt reflactate conferă cavității proprietatea de a fi un sistem electronic cu reacție pozitivă. Pentru a obține un maser în regim de generare trebuie deci să introducem un sistem cu populațiile inversate într-o cavitate.

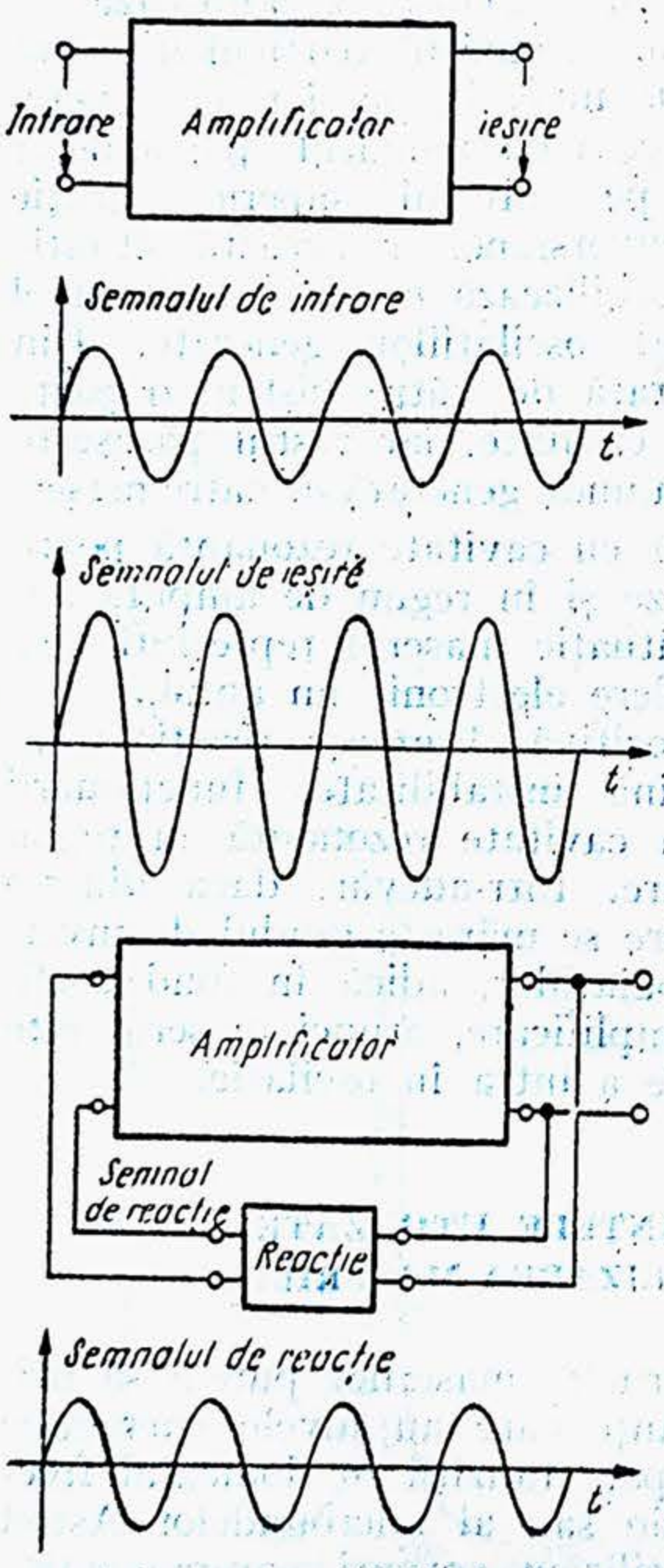


Fig. 6.2. Realizarea unui oscilator electronic cu ajutorul unui amplificator căruia i s-a aplicat o reacție pozitivă

Dacă gradul de inversiune al populațiilor este suficient de mare, atunci maserul intră singur în oscilație. Amorsarea oscilațiilor se datorește tranzițiilor spontane. Tranzițiile spontane sînt relativ puțin numeroase în domeniul microundelor, însă ele există totuși. O tranziție spontană dă naștere la un foton. Acest foton poate să inducă sau nu o tranziție stimulată. În cazul în care în sistem se induce o tranziție stimulată, atunci alături de fotonul inițial mai apare încă unul. Acești 2 fotoni la rîndul lor induc noi

tranziții stimulate prin care se creează alți fotoni. Noii fotoni împreună cu ceilalți deja existenți dau naștere la alți fotoni ș.a.m.d. Apare astfel un proces în avalanșă. Dacă însă primul foton emis prin tranziția spontană nu produce o tranziție stimulată, atunci maserul intră totuși în oscilație datorită fotonilor emiși în următoarele tranziții spontane.

Procesul în avalanșă se limitează în situația în care numărul particulelor care coboară de pe nivelul superior pe nivelul inferior este egal cu numărul particulelor care sosesc pe nivelul superior grație metodei de inversiune. În această situație maserul se stabilizează la un anumit nivel de putere al oscilațiilor generate. Din puterea generată de către sistem o parte se pierde în cavitate, iar restul părăsește cavitatea prin unda generată de către maser.

Un maser cu cavitate rezonantă poate însă să lucreze și în regim de amplificare. În această situație maserul reprezintă din punct de vedere electronic un amplificator cu reacție pozitivă. Prezența reacției pozitive determină instabilitatea funcționării maserului cu cavitate rezonantă în regim de amplificare. Într-adevăr, dacă dintr-o cauză oarecare se mărește gradul de inversiune al populațiilor, adică în fond coeficientul de amplificare, atunci maserul este susceptibil de a intra în oscilație.

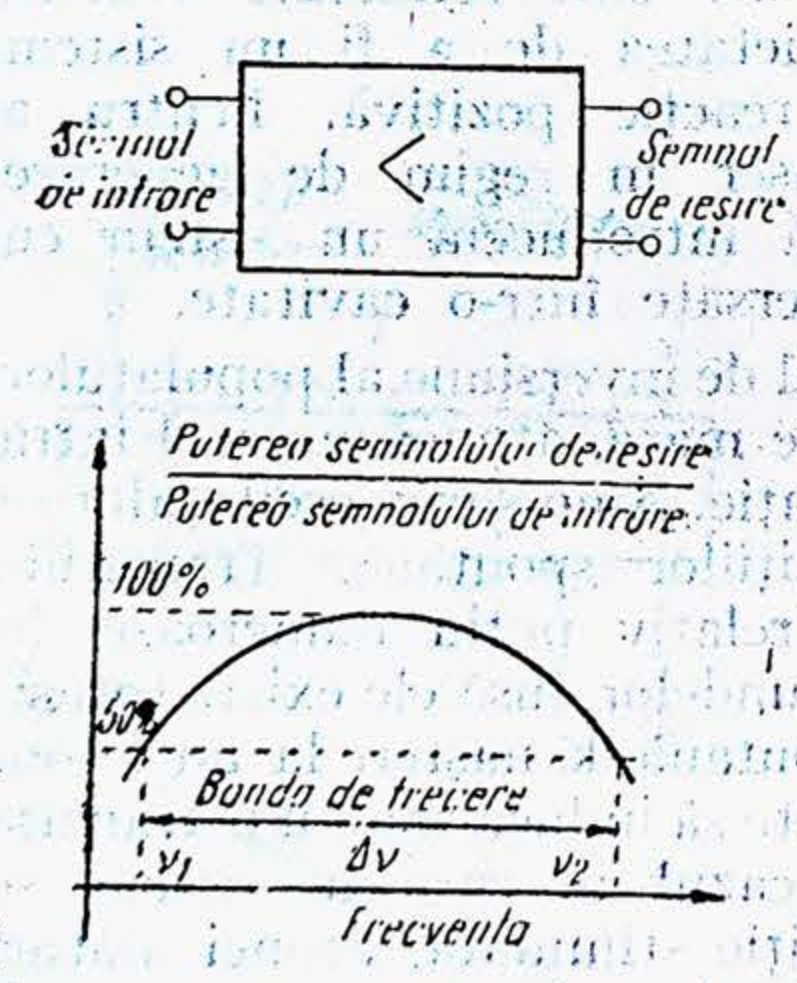


Fig. 6.3. Variația coeficientului de amplificare în putere cu frecvența

6.1.2. SUBSTANȚELE UTILIZATE ÎN REALIZAREA MASERILOR

În construcția maserilor putem să utilizăm substanțe care au nivele energetice între care apar tranziții în domeniul frecvențelor radio sau al microundelor. Astfel putem să utilizăm corpuri paramagnetice introduse într-un cîmp magnetic continuu. În acest caz efectul Zeeman produce o despicare a nivelului fundamental a ionilor

paramagnetici în mai multe subnivele separate prin intervale energetice corespunzătoare microundelor. Distanța între aceste nivele poate să fie „reglată" din exterior cu ajutorul intensității cîmpului magnetic continuu. Mai putem să utilizăm și sisteme de spini nucleari introduse de asemenea în cîmpuri magnetice. În acest caz prin efect Zeeman nuclear apare de asemenea o despicare a nivelelor energetice. Tranzițiile între aceste nivele, pentru valorile uzuale ale cîmpului magnetic continuu, sînt cuprinse în gama frecvențelor radio. Tranziții cuprinse în domeniul frecvențelor hertziene mai pot să apară și în cazul structurii hiperfine a stării fundamentale a atomilor al căror nucleu posedă spin nuclear. În sfîrșit, mai putem să utilizăm așa numitele nivele de inversiune ale amoniacului sau alte nivele corespunzătoare ale substanțelor gazoase.

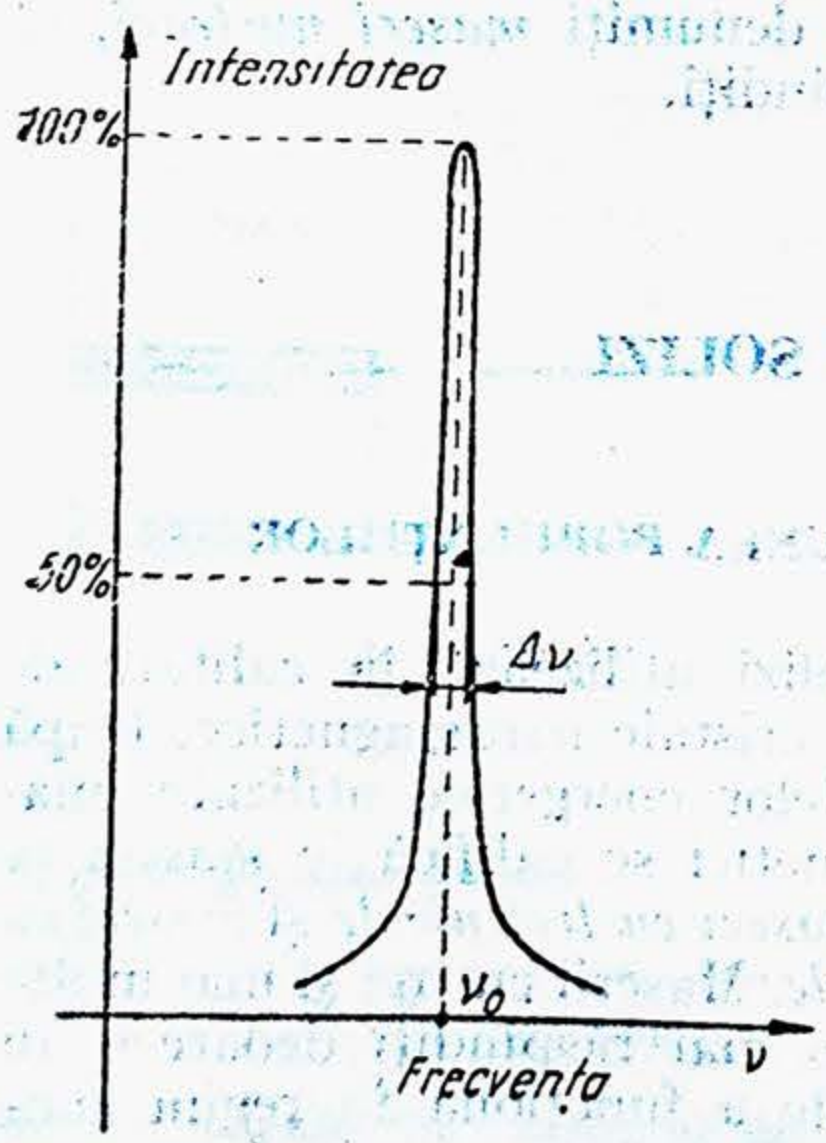


Fig. 6.1. Spectrul semnalului generat de un oscilator

Un maser în regim de amplificare trebuie să aibă un coeficient mare de amplificare în putere, o bandă de trecere largă și posibilitatea de a fi reglat ușor (fig. 6.3). Unor asemenea cerințe le răspund cel mai bine cristalele paramagnetice solide. Substanța utilizată fiind solidă are o concentrație mare de spini electronici, mult mai mare ca cea a gazelor, ceea ce crează posibilitatea de obținere a unui coeficient de amplificare în putere mare. Într-un solid, interacțiunea dintre spini este foarte puternică, mult mai puternică decît în cazul gazelor și ca atare și linia spectrală a sistemului de spini electronici este mai largă. Se poate obține astfel o bandă de trecere mare. În sfîrșit, cu ajutorul cîmpului magnetic care produce despicarea Zeeman a nivelelor energetice se poate varia frecvența tranzițiilor și ca atare există astfel posibilitatea de a acorda maserul în mod continuu într-o gamă relativ largă de frecvențe de lucru. Maserii care utilizează în calitate de substanțe active cristalele para-

magnetice se mai numesc *maseri solizi* sau *maseri paramagnetici.*

Un maser în regim de generare trebuie să aibă o frecvenţă de oscilaţie cît mai stabilă în timp şi deci un spectru cît mai îngust (fig. 6.4). Unor asemenea cerinţe le răspund cel mai bine gazele, de exemplu amoniacul, hidrogenul precum şi unele molecule cu o structură corespunzătoare a nivelelor energetice. Distanţa între nivelele energetice a acestor substanţe are o valoare constantă, astfel încît stabilitatea frecvenţei generate de sistem este foarte mare. Maserii cu sisteme active gazoase formate din molecule sau atomi se numesc *maseri moleculari* cu toate că de exemplu maserul cu hidrogen nu utilizează molecule, ci atomi de hidrogen. Deoarece maserii moleculari lucrează numai în regim de generare, ei se mai numesc şi *generatori moleculari.*

Din lista substanţelor susceptibile de a fi utilizate au mai rămas numai sistemele de spini nucleari. Gama frecvenţelor foarte joase de lucru, greutăţile în obţinerea inversiunii populaţiilor au făcut ca aceşti maseri, denumiţi *maseri nucleari,* să fie puţin răspîndiţi.

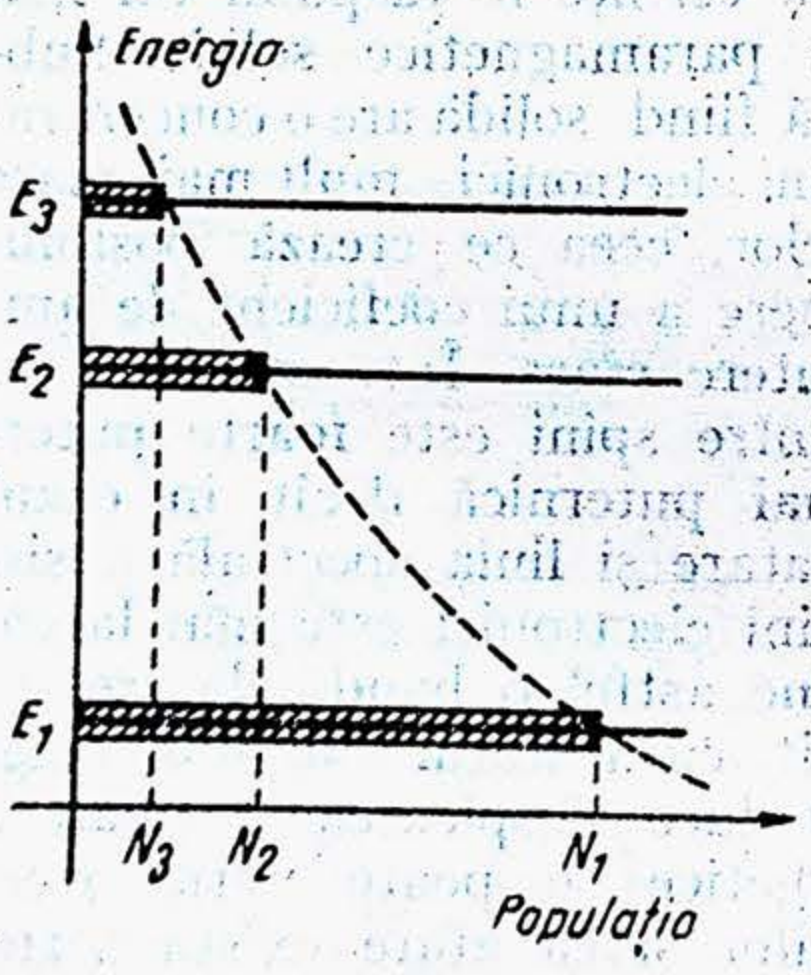


Fig. 6.5. Populaţiile de echilibru termodinamic ale unui sistem cu 3 nivele energetice în cazul în care nivelul mijlociu este mai apropiat de cel superior

6.2. MASERI SOLIZI

6.2.1. INVERSIUNEA POPULAŢIILOR

Maserii solizi utilizează în calitate de sisteme active cristale paramagnetice. După numărul nivelelor energetice utilizate, maserii paramagnetici se califică în *maseri cu două nivele, maseri cu trei nivele* şi *maseri cu mai multe nivele.* Maserii cu trei şi mai multe nivele sînt cei mai răspîndiţi deoarece au posibilitatea de a funcţiona în regim continuu. De aceea în cele ce urmează ne vom ocupa numai de ei.

Cele trei nivele energetice sînt reprezentate în fig. 6.5. Se observă că nivelul energetic mijlociu este mai apropriat de nivelul superior.

În situația de echilibru termodinamic populațiile celor trei nivele satisfac legea de distribuție a lui Maxwell-Boltzmann conform căreia

$$\frac{N_2}{N_1} = exp.\left(-\frac{E_2 - E_1}{k \cdot T}\right) \text{ și } \frac{N_3}{N_1} = \exp.\left(-\frac{E_3 - E_1}{k \cdot T}\right) . \quad (61)$$

Pentru realizarea inversiunii populațiilor, sistemului i se aplică un cîmp electromagnetic foarte puternic de frecvență egală cu frecvența tranzițiilor între nivelele 3 și 1, frecvență pe care o notăm cu ν_{31}. În urma interacțiunii cu acest cîmp, sistemul se saturează între nivelele 3 și 1 deoarece cîmpul electromagnetic este foarte puternic (fig. 6.6).

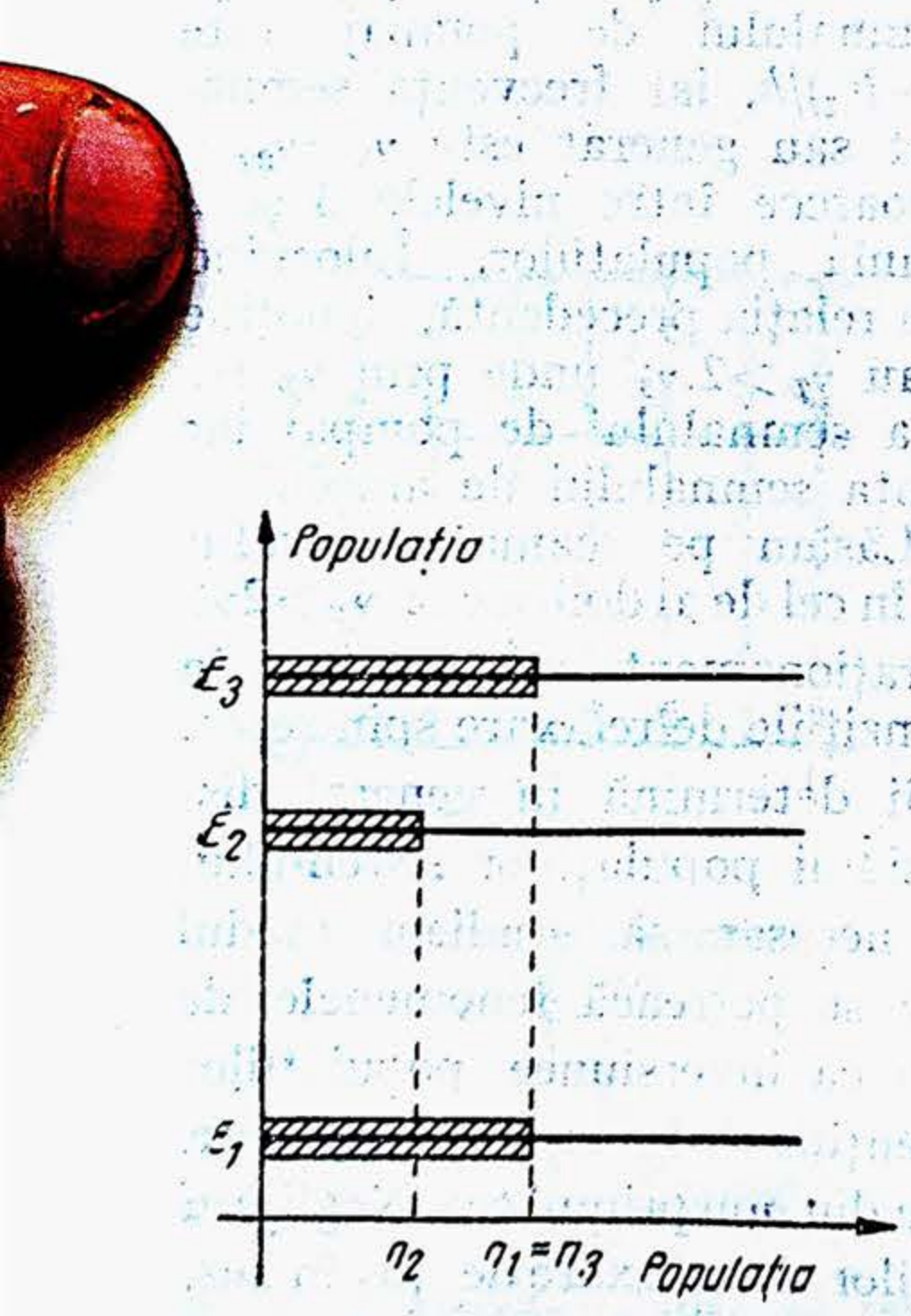


Fig. 6.6. Populațiile sistemului din fig. 6.5 în cazulul în care semnalul de pompaj produce saturarea între nivelele extreme

Populațiile nivelelor 3 și 1 devin egale. Semnalul de frecvență ν_{31} aplicat între nivelele 3 și 1 pompează spinii de pe nivelul inferior 1 pe nivelul superior 3. Din această cauză acest semnal se numește *semnal de pompaj* iar frecvența ν_{31} se numește *frecvență de pompaj*. Tranzițiile spontane din motivele arătate la studiul fenomenelor de rezonanță magnetică se neglijează.

Consecințele egalizării populațiilor celor 2 nivele apar imediat : populația nivelului 3 devine superioară populației nivelului mijlociu. Într-adevăr, deoarece nivelul mijlociu este mai apropiat de nivelul superior, populația acestuia este foarte puțin mai mare decît cea a nivelului 3. Mărirea suficientă a populației nivelului superior determină apariția inversiunii populațiilor între aceste două nivele.

În cazul în care nivelul mijlociu este mai apropiat de nivelul inferior populația lui este cu mult mai mare decît cea a nivelului superior (fig. 6.7). Sub acțiunea sem-

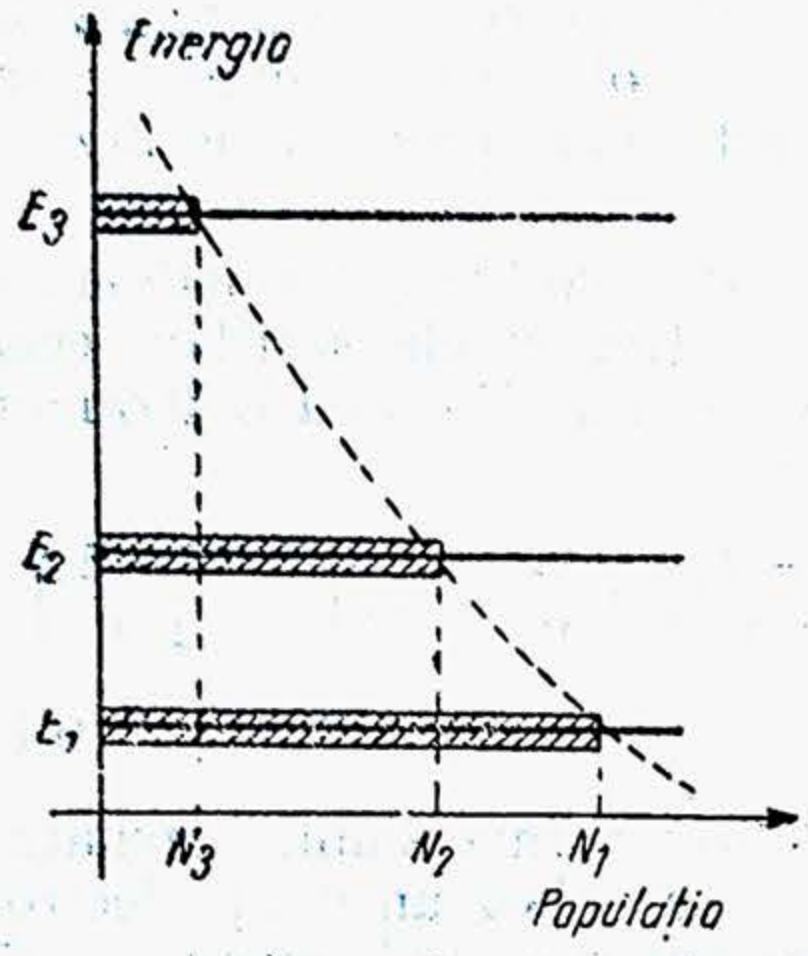


Fig. 6.7. Populaţiile de echilibru termodinamic ale unui sistem cu 3 nivele energetice în cazul în care nivelul mijlociu este mai apropiat de cel inferior

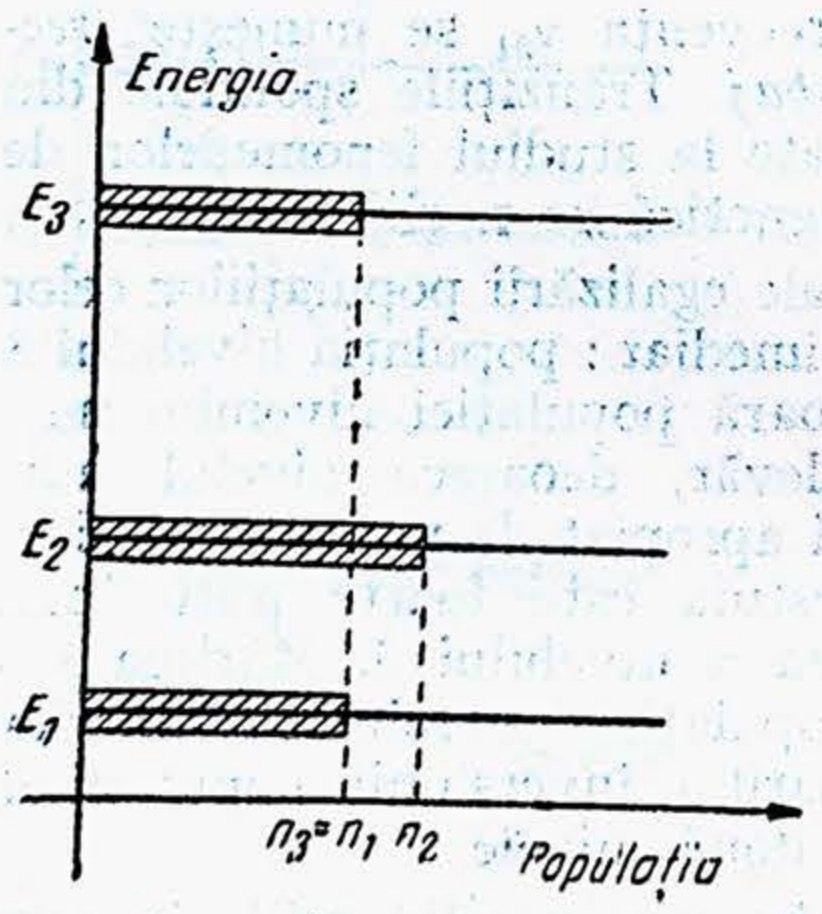


Fig. 6.8. Populaţiile sistemului din fig. 6.7 în cazul în care semnalul de pompaj produce saturarea între nivele extreme

nalului de pompaj, populaţia nivelului superior creşte însă această creştere nu este suficientă pentru a provoca apariţia inversiunii populaţiilor între nivelele 3 şi 2. Deoarece nivelul mijlociu este mai apropiat de nivelul inferior, populaţia sa nu este cu mult mai mică decît cea a nivelului inferior. Ca urmare scăderea populaţiei nivelului inferior, consecinţă a saturării sistemului între nivelele 3 şi 1 sub acţiunea semnalului de pompaj, determină apariţia inversiunii populaţiilor între nivelele 2 şi 1 (fig. 6.8).

În ambele cazuri se observă că frecvenţa semnalului de pompaj trebuie să fie mai mare decît dublul frecvenţei de amplificat. Într-adevăr, în primul caz deoarece nivelul mijlociu este mai apropiat de nivelul superior, rezultă că $(E_3—E_1)>2\,(E_3—E_2)$. Frecvenţa semnalului de pompaj este $\nu_p=\nu_{31}=(E_3—E_1)/h$, iar frecvenţa semnalului amplificat sau generat este $\nu_s=\nu_{32}=(E_3—E_2)/h$, deoarece între nivelele 3 şi 2 apare inversiunia populaţiilor. Înlocuind aceste valori în relaţia precedentă, se obţine că $\nu_{31}>2\nu_{32}$ sau $\nu_p>2.\nu_s$ unde prin ν_p s-a notat frecvenţa semnalului de pompaj iar prin ν_s frecvenţa semnalului de amplificat sau generat. Lăsăm pe seama cititorului să verifice că şi în cel de al doilea caz $\nu_p>2\nu_s$.

În aceste raţionamente nu s-au luat în considerare tranziţiile de relaxare spin-reţea. Aceste tranziţii determină în general distrugerea inversiunii populaţiilor sistemului. De aceea este necesar să studiem modul cum trebuie să se petreacă fenomenele de relaxare pentru ca inversiunea populaţiilor să poată fi menţinută în mod permanent.

Considerăm din nou primul caz. Neglijăm efectul tranziţiilor de relaxare de jos în sus. Rezultă că în sistem au loc în principal numai 3 tipuri de tranziţii de relaxare şi anume: de pe nivelul 3 pe nivelul 1, de pe nivelul 2

pe nivelul 1 și în sfîrșit de pe nivelul 3 pe nivelul 2.

Tranzițiile de relaxare între nivelul superior și nivelul inferior au ca efect mărirea populației nivelului inferior în detrimentul populației nivelului superior. Aceste tranziții se opun saturării sistemului între nivelele extreme. Dacă timpul de relaxare longitudinală $(T_1)_{31}$ între aceste nivele este mic, atunci pentru saturarea sistemului trebuie să aplicăm o putere mai mare de pompaj. Într-adevăr sistemul cedează în acest caz mai multă energie rețelei și ca atare energia absorbită de la cîmp trebuie să fie mai mare pentru ca ea să echilibreze energia sporită cedată rețelei.

Utilizarea unei puteri mari de pompaj determină o încălzire sporită a cristalului paramagnetic, deoarece o parte importantă din energia semnalului de pompaj este cedată rețelei cristaline sub forma de energie termică. Ridicarea temperaturii maserului determină după cum vom vedea o micșorare a eficicatății și o mărire a zgomotului generat. Rezultă că timpul de relaxare longitudinală între nivelele extreme trebuie să fie suficient de mare.

Între timpii de relaxare longitudinală corespunzătoare tranzițiilor de pe nivelul 3 pe nivelul 2 și respectiv de pe nivelul 2 pe nivelul 1 trebuie să existe relația $(T_1)_{32} > (T_1)_{21}$, pentru ca să putem să obținem inversiunea populațiilor.

Dacă timpul de relaxare longitudinală între nivelele 2 și 1 este mare, atunci populația nivelului 2 începe să crească deoarece spinii care au "lucrat„ între nivelele 3 și 2 amplificînd sau generînd unde electromagnetice nu găsesc o cale eficace de „scurgere" spre nivelul inferior de unde grație semnalului de pompaj să ajungă din nou pe nivelul superior, pentru ca apoi prin tranziții stimulate să revină pe nivelul 2 după ce au cedat cîte un foton undei amplificate sau generate. Dacă din contră

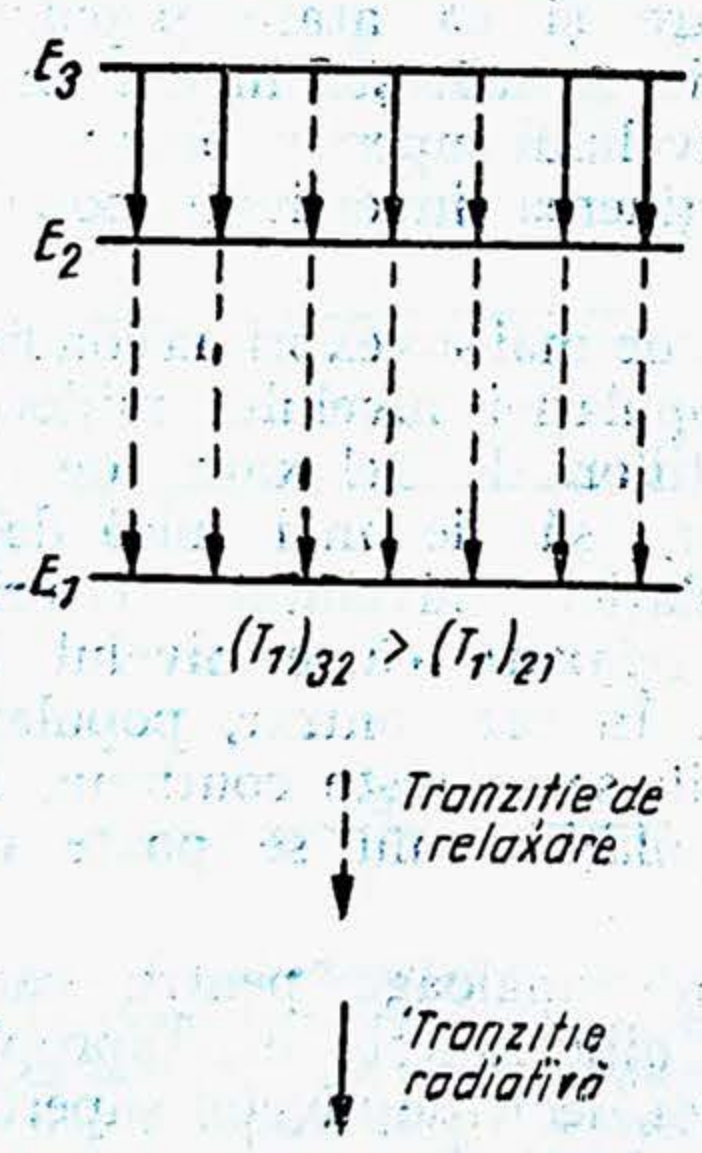


Fig. 6.9. Valorile relative pe care trebuie să le aibă numerele tranzițiilor de relaxare în cazul în care nivelul mijlociu este mai apropiat de cel superior, pentru a se realiza inversiunea populațiilor

acest timp este mic, atunci spinii care au „lucrat" între nivelele 3 și 2 ajung cu ușurință pe nivelul inferior. În această situație, populația nivelului mijlociu este cu foarte puțin mai mare decît populația corespunzătoare echilibrului termodinamic grație proceselor de relaxare intensă către nivelul inferior. Mărirea populației nivelului inferior datorată acestor tranziții numeroase determină o mărire corespunzătoare a populației nivelului superior, deoarece populațiile celor 2 nivele sînt egale grație semnalului de pompaj care asigură saturarea acestora. Mărirea populației nivelului superior și micșorarea populației nivelului mijlociu sînt efecte care favorizează inversiunii populațiilor între aceste nivele.

Timpul de relaxare longitudinală între nivelele 3 și 2 trebuie să fie suficient de mare, deoarece ele reprezintă nivelele active ale maserului. În caz contrar numărul tranzițiilor neradiative între aceste nivele este foarte mare și ca atare populația nivelului mijlociu se mărește în detrimentul populației nivelului superior, proces care îngreunează obținerea inversiunii populațiilor.

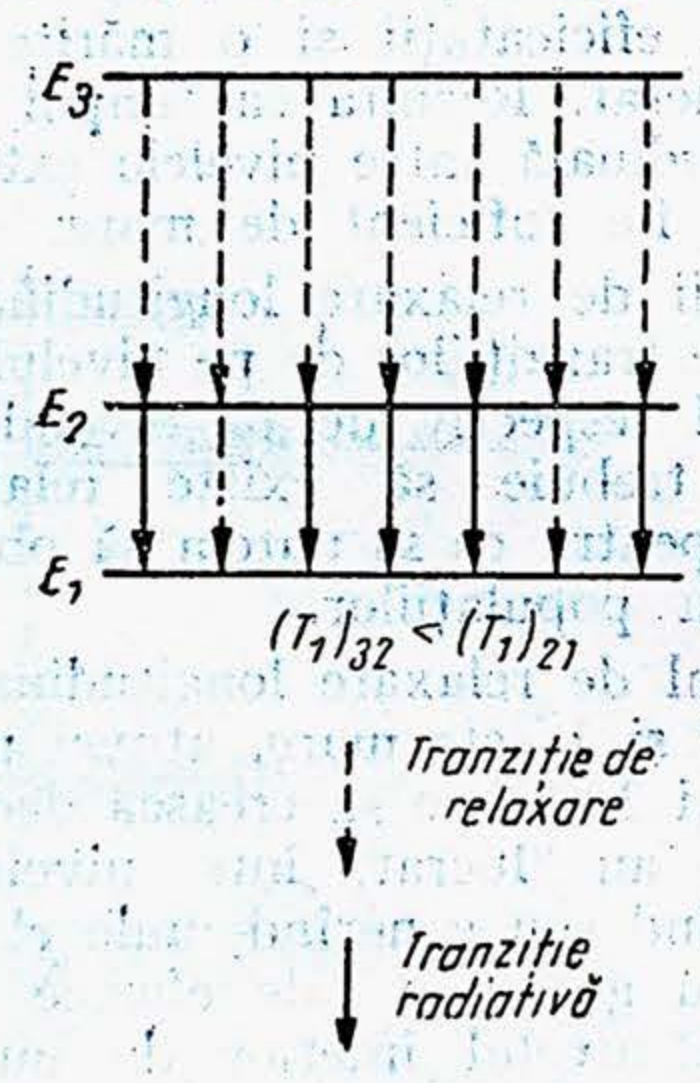


Fig. 6.10. Valorile relative pe care trebuie să le aibă numerele tranzițiilor de relaxare în cazul în care nivelul mijlociu este mai apropiat de cel inferior, pentru a se realiza inversiunea populațiilor

Inegalitatea de mai sus exprimă condiția că creșterea populației nivelului mijlociu, datorită tranzițiilor de relaxare de pe nivelul superior, să fie mai mică decît scăderea populației nivelului datorită tranzițiilor de relaxare către nivelul inferior (fig. 6.9). În caz contrar, populația nivelului mijlociu se mărește continuu, iar inversiunea populațiilor nu se poate obține.

Raționamente analoage pentru cazul în care nivelul nijlociu este mai apropiat de nivelul inferior decît de nivelul superior, conduc la concluzia că de asemenea timpul de relaxare între nivelele 3 și 1 trebuie să fie mare și că din contră timpul de relaxare longitudinală între nivelele 3 și 2 trebuie să fie mai mic decît timpul de relaxare

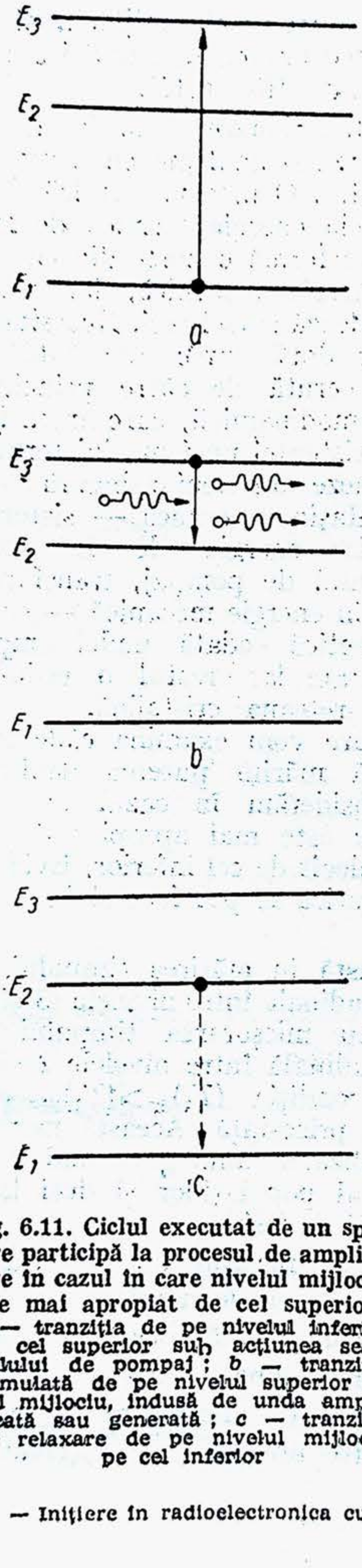


Fig. 6.11. Ciclul executat de un spin care participă la procesul de amplificare în cazul în care nivelul mijlociu este mai apropiat de cel superior:
a — tranziția de pe nivelul inferior pe cel superior sub acțiunea semnalului de pompaj; *b* — tranziția stimulată de pe nivelul superior pe cel mijlociu, indusă de unda amplificată sau generată; *c* — tranziția de relaxare de pe nivelul mijlociu pe cel inferior

longitudinală între nivelele 2 și 1 adică $(T_1)_{32} < (T_1)_{21}$ (fig. 6.10).

Funcționarea maserului cu 3 nivele decurge în linii generale în modul următor (fig. 6.11). Sub acțiunea semnalului de pompaj spinii trec de pe nivelul inferior pe nivelul superior absorbind energie de la semnalul de pompaj, energie care este acumulată în sistemul de spini. Datorită proceselor de relaxare un număr relativ mic de spini coboară de pe nivelul superior pe cel inferior cedînd energia absorbită de la semnalul de pompaj rețelei cristaline. Acești spini nu participă la procesul de amplificare sau generare și ca atare ei trebuie trecuți la rubrica pierderi. Spinii care ajung de pe nivelul superior pe nivelul mijlociu prin tranziții stimulate cedează o parte din energia absorbită de la semnalul de pompaj undei amplificate sau generate.

Și între aceste două nivele pot să apară tranziții de relaxare în urma cărora un număr relativ mic de spini coboară de pe nivelul superior pe nivelul mijlociu prin tranziții neradiative și ca atare nu participă la procesul de amplificare sau de generare. Și acești spini trebuiesc trecuți la rubrica pierderi.

În sfîrșit, spinii de pe nivelul mijlociu coboară datorită proceselor de relaxare puternice prin tranzații neradiative pe nivelul inferior, cedînd restul de energie absorbită de la semnalul de pompaj rețelei cristaline sub formă de energie termică.

În principiu, majoritatea spinilor absorb energie de la semnalul de pompaj, cedează o parte din energia lor undei amplificate sau generate, iar restul o cedează rețelei sub formă termică.

În al doilea caz procesul este identic, singura deosebire fiind, că între nivelul superior și cel mijlociu spinul cedează energie rețelei provocînd încălzirea cristalului pa-

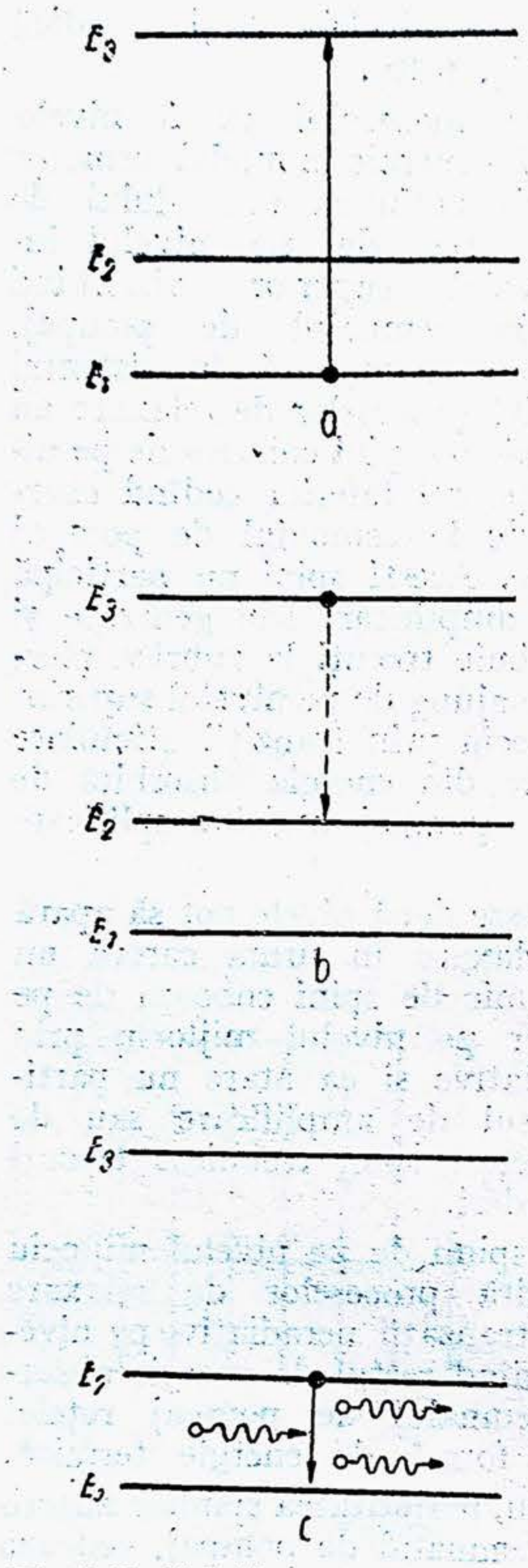


Fig. 6.12. Ciclul executat de un spin care participă la procesul de amplificare în cazul în care nivelul mijlociu este mai apropiat de cel inferior:

a — tranziţia de pe nivelul inferior pe cel superior sub acţiunea semnalului de pompaj; b — tranziţia de relaxare de pe nivelul superior pe cel mijlociu; c — tranziţia stimulată de pe nivelul mijlociu pe cel inferior, indusă de unda amplificată sau generată

ramagnetic, iar între nivelul mijlociu şi cel inferior, spinii cedează energie undei amplificate sau generate (fig. 6.12).

Modul de funcţionare al maserului cu 3 nivele sugerează o analogie cu o maşină termică (fig. 6.13). O maşină termică după cum se ştie preia energia termică de la o sursă caldă, transformă o parte din energia preluată în energie mecanică, iar restul de energie îl cedează sursei reci. Necesitatea existenţei celor două surse una caldă şi alta rece este cerută de către principiul al doilea al termodinamicii, care arată imposibilitatea existenţei unei maşini termice care să funcţioneze cu numai o singură sursă de căldură. Maşina termică — sistemul de spin preia energia de la sursa caldă — semnalul de pompaj, transformă o parte din ea în energie mecanică — energie electromagnetică cedată undei amplificate sau generate iar restul o cedează sursei reci — reţeaua cristalină.

În continuare vom examina căile prin care putem să mărim puterea debitată de maser. Considerăm în cazul în care nivelul mijlociu este mai apropiat de nivelul superior, decît de cel inferior, Evident consideraţii identice se pot face şi în cazul contrar.

O cale constă în mărirea timpului de relaxare longitudinală între nivelele 3 şi 2, concomitent cu micşorarea timpului de relaxare longitudinală între nivelele 2 şi 1. Prin aceasta, condiţia $(T_1)_{32} > (T_1)_{21}$ este îndeplinită cu prisosinţă. Această metodă conduce la realizarea unui grad mai mare de inversiune al populaţiilor şi deci la o mărire a puterii de ieşire.

În general mărirea timpului de relaxare se realizează mai greu decît micşorarea lui. Ca urmare vom încerca să micşorăm timpul de relaxare longitudinală între nivelele 2 şi 1. Din nefericire micşorarea timpului de relaxare între nivelele 2 şi 1, conduce

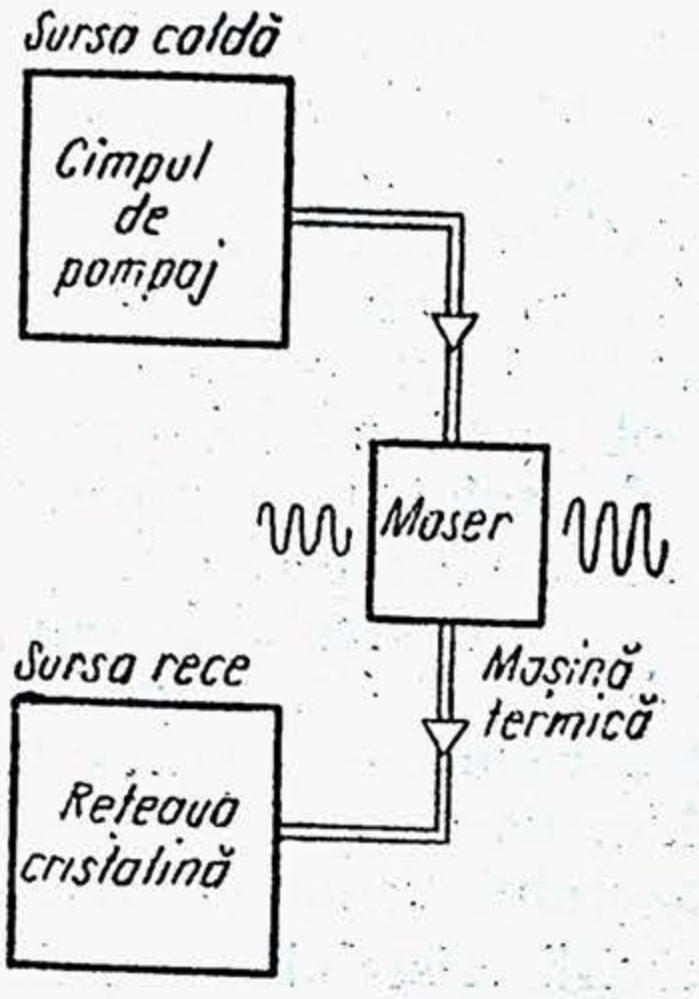


Fig. 6.13. Analogia unui maser cu o mașină termică

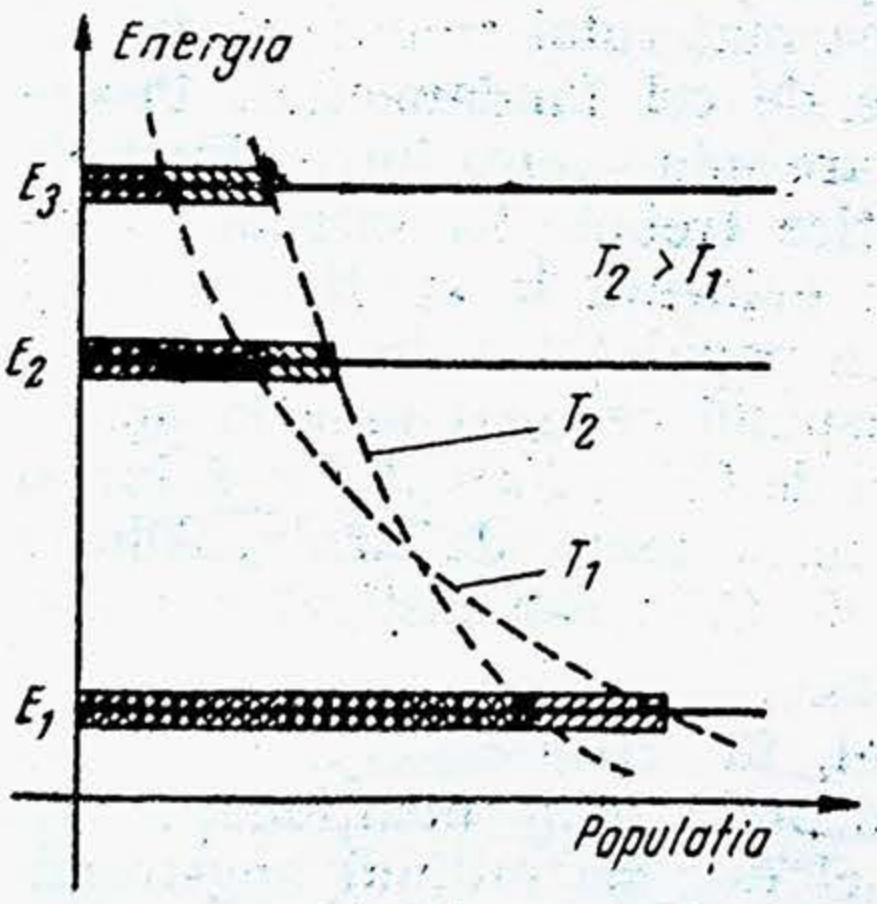


Fig. 6.14. Populațiile de echilibru termodinamic pentru două temperaturi T_2 și T_1 ($T_2 > T_1$)

și la micșorarea timpului de relaxare dintre celelalte nivele.

Micșorarea timpului de relaxare între nivele determină mărirea puterii de pompaj necesară pentru saturarea sistemului între nivelele extreme, ceea ce are un efect nefavorabil, deoarece determină o încălzire mai accentuată a cristalului.

O altă metodă de ridicare a puterii furnizate de maser constă în mărirea numărului de spini. Semnificația acestei metode este evidentă: mai mulți spini vor ceda energie undei amplificate. Mărirea numărului de spini se poate realiza prin creșterea volumului cristalului paramagnetic sau a concentrației spinilor. Aceste creșteri sînt însă limitate. Astfel, creșterea volumului cristalului paramagnetic determină mărirea pierderilor în substanța activă. Creșterea concentrației spinilor are ca rezultat intensificarea proceselor de relaxare, care produc lărgirea liniei spectrale a sistemului.

O metodă eficace de mărire a puterii constă în micșorarea temperaturii la care se află cristalul paramagnetic. Să se situăm deocamdată în condițiile de echilibru termodinamic. Micșorarea temperaturii determină mărirea populației nivelului inferior în detrimetrul populațiilor nivelelor superioare (fig. 6.14). Într-adevăr cu cît temperatura este mai scăzută cu atît mai puține particule au energia necesară pentru a se afla pe nivelele superioare. La limită cînd temperatura sistemului devine egală cu $0°K$, toate particulele se află pe nivelul fundamental, în care caz populația nivelului mijlociu este nulă. În cazul funcționării maserului populația nivelului mijlociu nu variază cu mult față de cea corespunzătoare echilibrului termodinamic. În schimb populațiile nivelelor extreme devin egale și ca atare prin micșorarea temperaturii la care se află cristalul paramagnetic se mărește gradul de inversiune al populațiilor.

De altfel, dacă temperatura la care se află cristalul paramagnetic este prea mare se poate întîmpla să nu se poată obține inversiunea populațiilor datorită valorilor mari a populației nivelului mijlociu. O diferență importantă între populațiile nivelelor poate fi obținută numai prin răcirea sistemului de spini la temperaturi foarte joase. Obținerea unor performanțe ridicate necesită răcirea maserului la temperatura heliului lichid (4,2° K). Experimental s-a constatat o reducere importantă a performanțelor chiar dacă maserul lucrează la temperatura azotului lichid (77°K).

Necesitatea răcirii cristalului constituie un dezavantaj important al maserilor solizi.

6.2.2. CRISTALE PARAMAGNETICE

În cele ce urmează vom studia care sînt ionii paramagnetici și care sînt cristalele cele mai indicate pentru realizarea maserilor solizi.

Ionii paramagnetici trebuie să aibă evident cel puțin trei nivele energetice, atunci cînd sînt introduși într-un cîmp magnetic. Nivele energetice trebuie să fie bine populate cu spini. De aceea nivele utilizate în funcționarea maserului trebuie să fie cît mai apropiate de cel fundamental. Procesele de relaxare spin—rețea între diversele nivele energetice trebuie să satisfacă condițile puse în evidență la studiul metodei de inversiune a populațiilor. Ionii paramagnetici care răspund cel mai bine la aceste cerințe sînt cei de Cr^{3+}, Fe^{3+}, Gd^{3+}, și într-o măsură mai mică ionul de Mo^{2+}. Dintre aceștia ionul de Cr^{3+} și-a cîștigat cea mai largă utilizare.

În general, în cristalele tipice în care intervin elementele ionii menționați, distanța dintre ei este de ordinul angstromilor. La această distanță cîmpul magnetic produs de către un ion asupra celuilalt este foarte mare. Acest cîmp intern este fluctuant

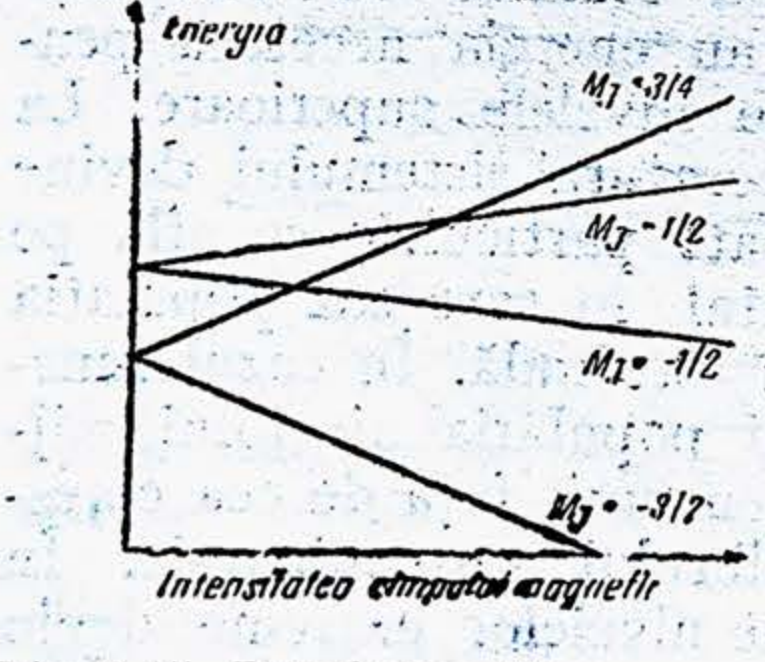


Fig. 6.15. Despicarea Zeeman a nivelului fundamental a ionului de Cr^{3+} liber, în funcție de intensitatea cîmpului megnetic

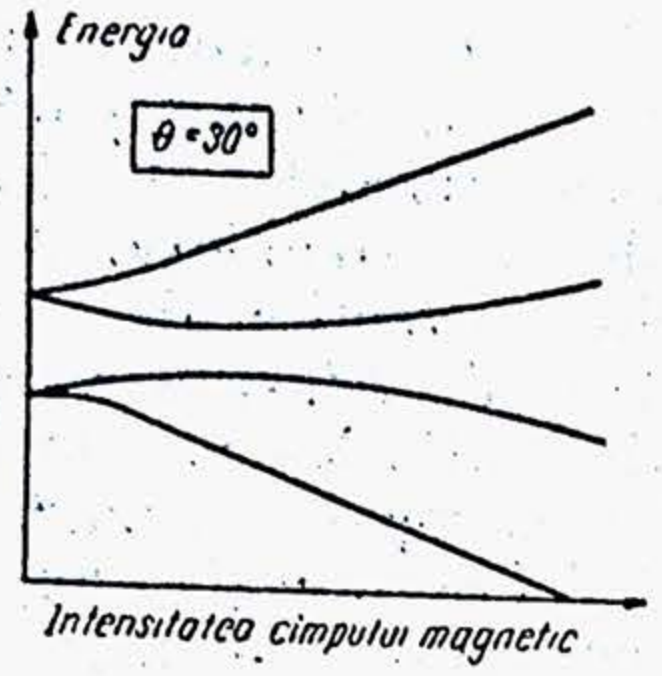


Fig. 6.16. Despicarea Zeeman a nivelelor energetice ale ionului de Cr^{3+} din rubin în funcție de intensitatea cîmpului magnetic pentru $\theta = 30°$

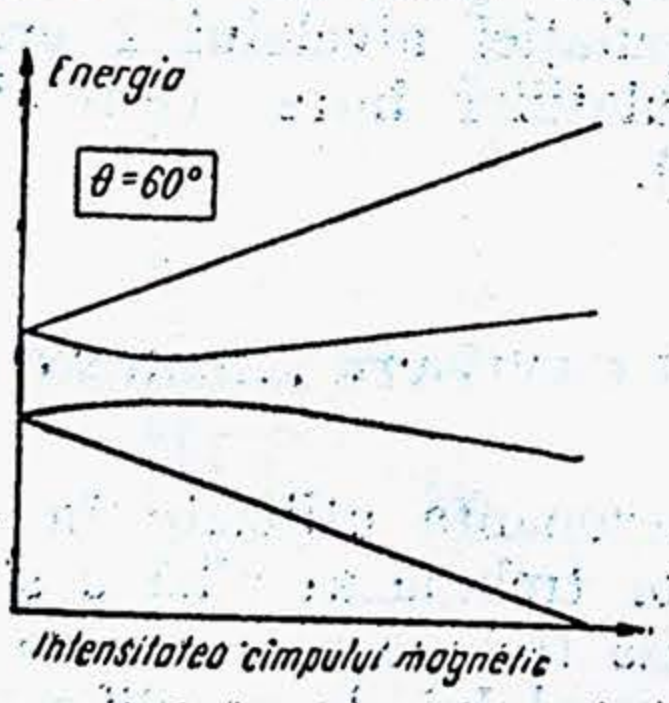


Fig. 6.17. Despicarea Zeeman a nivelelor energetice ale ionului de Cr^{3+} din rubin în funcție de intensitatea cîmpului magnetic pentru $\theta = 60°$

datorită vibrațiilor termice ale atomilor. Dacă cristalul este introdus într-un cîmp magnetic atunci fiecare ion simte pe lîngă cîmpul magnetic aplicat din exterior și acest cîmp magnetic fluctuant. Evident acest cîmp intern fluctuant deranjează funcționarea dispozitivelor cuantice deoarece nu poate fi controlat. Pentru micșorarea acestui cîmp intern se utilizează diluția ionilor paramagnetici. Prin operația de diluție o proporție foarte mică din numărul de ioni nemagnetici ai unui cristal suport sînt înlocuiți cu ioni paramagnetici de aceeași valență și de dimensiuni cît mai apropiate, pentru ca rețeaua cristalină să nu fie afectată. În acest mod se mărește foarte mult distanța dintre ionii paramagnetici și în consecință se micșorează cuplajul dintre ei. Diluțiile tipice sînt cuprinse între 0,1 și 10%.

În cazul ionilor de Cr^{3+} suportul cel mai adecvat este cristalul de Al_2O_3. Cristalul de Al_2O_3 impurificat cu atomi de crom în proporție de 0,1%, numit *rubin*, este în prezent materialul utilizat aproape în exclusivitate în construcția maserilor.

Ionul de crom are în starea liberă configurația electronică Cr^{3}_{+} : $1s^2\ 2s^2\ 2p^6\ 3s^2\ 3p^6\ 3d^3$, căreia îi corespunde nivelul fundamental $^4F_{3/2}$. Se observă că nivelul are multiplicitatea 4, ceea ce înseamnă că față de un cîmp magnetic exterior se poate orienta în 4 moduri. Despicarea nivelului fundamental a ionului liber de Cr^{3+} în funcție de intensitatea cîmpului magnetic este reprezentată în fig. 6.15.

În cristalul de Al_2O_3 există un puternic cîmp electric determinat de ionii de Al^{3+} și respectiv O^{2+}. Într-un cîmp electric apare o despicare a nivelelor energetice prin așa numitul *efect Stark*. În cazul rubinului datorită efectului Stark, stării fundamentale îi corespund 2 nivele energetice. Dacă cristalul de rubin este introdus într-un cîmp magnetic, fiecare din aceste nivele se des-

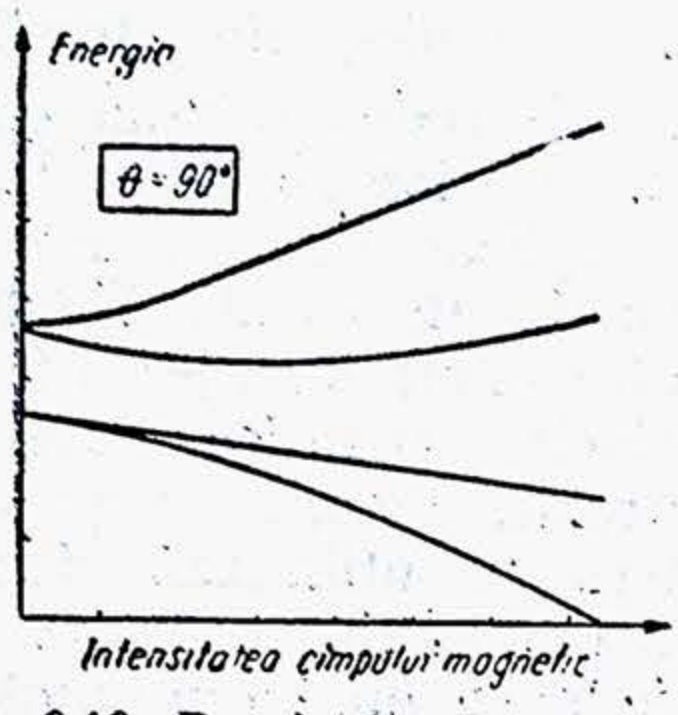


Fig. 6.18. Despicarea Zeeman a nivelelor energetice ale ionului de Cr^{3+} din rubin în funcție de intensitatea cîmpului magnetic, pentru $\theta = 90°$

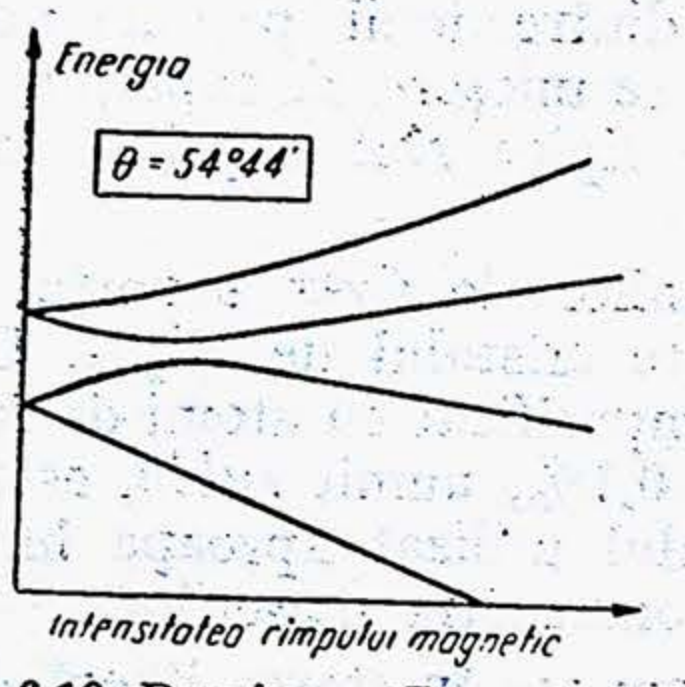


Fig. 6.19. Despicarea Zeeman a nivelelor energetice ale ionului de Cr^{3+} în funcție de intensitatea cîmpului magnetic, pentru $\theta = 54°44'$

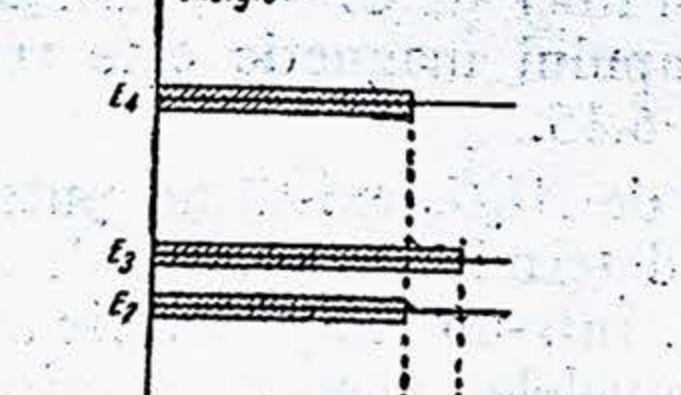


Fig. 6.20. Inversiunea populațiilor prin metoda pompajului dublu

pică în cîte 2 subnivele Zeeman, păstrîndu-se astfel numărul orientărilor posibile. În general în cazul cristalelor despicarea Zeeman este mult mai complexă. Astfel despicarea nivelelor energetice ale ionului de Cr^{3+} din cristalul de Al_2O_3 este reprezentată în fig. 6.16—6.19. Maniera în care se despică nivelele energetice depinde de unghiul θ pe care îl face direcția cîmpului magnetic aplicat cu axa de simetrie a cristalului. Această comportare se datorește structurii cristalului de rubin. Pentru unghiul $\theta = 54°44'$ despicarea nivelelor energetice este simetrică în raport cu o linie imaginară care trece prin mijlocul figurii. În acest caz se poate realiza inversiunea populațiilor prin procedeul denumit *metoda pompajului dublu*.

Astfel, dacă rubinului i se aplică un semnal de pompaj cu frecvența corespunzătoare diferenței de energie între nivelele 3 și 1 care este egală cu diferența dintre nivelele 4 și 2, care să asigure saturarea acestora, atunci se obține inversiunea populațiilor nivelelor 3 și 2. Procesele care se petrec sînt ușor de urmărit. Populația nivelului 3 crește datorită pompajului spinilor de pe nivelul fundamental. Populația nivelului 2 din contră scade deoarece spinii de pe acest nivel sînt pompați pe nivelul 4. Creșterea populației nivelului 3 însoțită de scăderea populației nivelului 2 crează inversiunea populațiilor între aceste două nivele (fig. 6.20).

6.2.3. MASERI CU CAVITATE REZONANTĂ

Cavitățile rezonante utilizate în construcția maserilor trebuie să aibă o structură specială. Ele trebuie să rezoneze atît pe frecvența semnalului de amplificat cît și pe frecvența semnalului de pompaj care produce inversiunea populațiilor. Cîmpul electromagnetic de amplificat trebuie să

aibă o asemenea structură încît să fie polarizat circular într-un plan perpendicular pe direcţia cîmpului magnetic continuu care produce despicarea Zeeman.

În experienţele de pionerat au fost utilizate cavităţi de transmisie caracterizate prin existente a două cuplaje : unul cu ghidul de intrare prin care sosește unda de amplificat și alta cu ghidul de ieșire prin care pleacă unda amplificată. În experenţele ulterioare cavitătăţile rezonante de transmisie au fost părăsite, locul lor fiind luat de cavităţile de reflexie care au singur cuplaj cu un ghid de undă prin care sosește unda de amplificat și pleacă unda amplificată. În prezent în construcţia maserilor paramagnetici în regim de amplificare și cavităţile rezonante de reflexie au fost părăsite, marea majoritate a maserilor fiind echipate cu ghiduri de undă.

Schema *maserului cu cavitate rezonantă de transmisie* este reprezentată în fig. 6.21. Unda de intrare se propagă prin ghidul de intrare și ajunge în cavitatea rezonantă unde interacţionează cu sistemul de spini cu populaţie inversată și se amplifică. Unda amplificată părăsește cavitatea atît prin ghidul de ieșire cît și prin cel de intrare. Pentru impiedicarea propagării undelor de la cavitate înspre intrare, în ghidul de undă corespunzător se introduce un izolator. Acesta lasă să treacă undele numai într-un singur sens. Izolatorii sînt realizaţi de obicei din ferite. Funcţionarea lor se bazează pe fenomenul de rezonanţă ferimagnetică, care în unele privinţe este asemănător cu cel de rezonanţă paramagnetică. Și în ghidul de ieșire se introduce un izolator pentru ca unda amplificată să se propage numai în spre ieșire.

În prezenţa izolatorilor funcţionarea maserului decurge în modul următor : unda de la intrare se propagă prin ghidul de in-

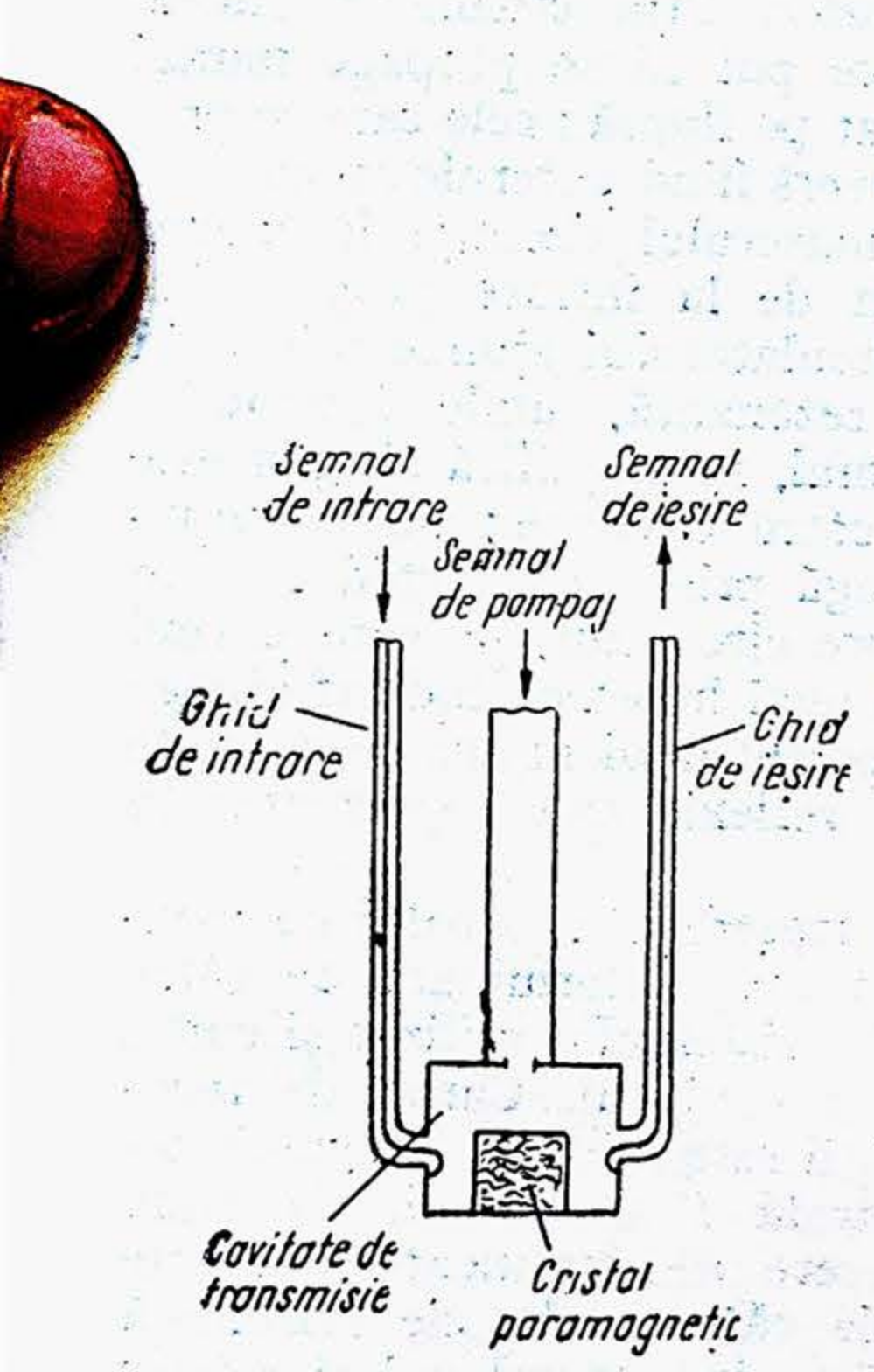


Fig. 6.21. Schema unui maser cu cavitate rezonantă de transmisie

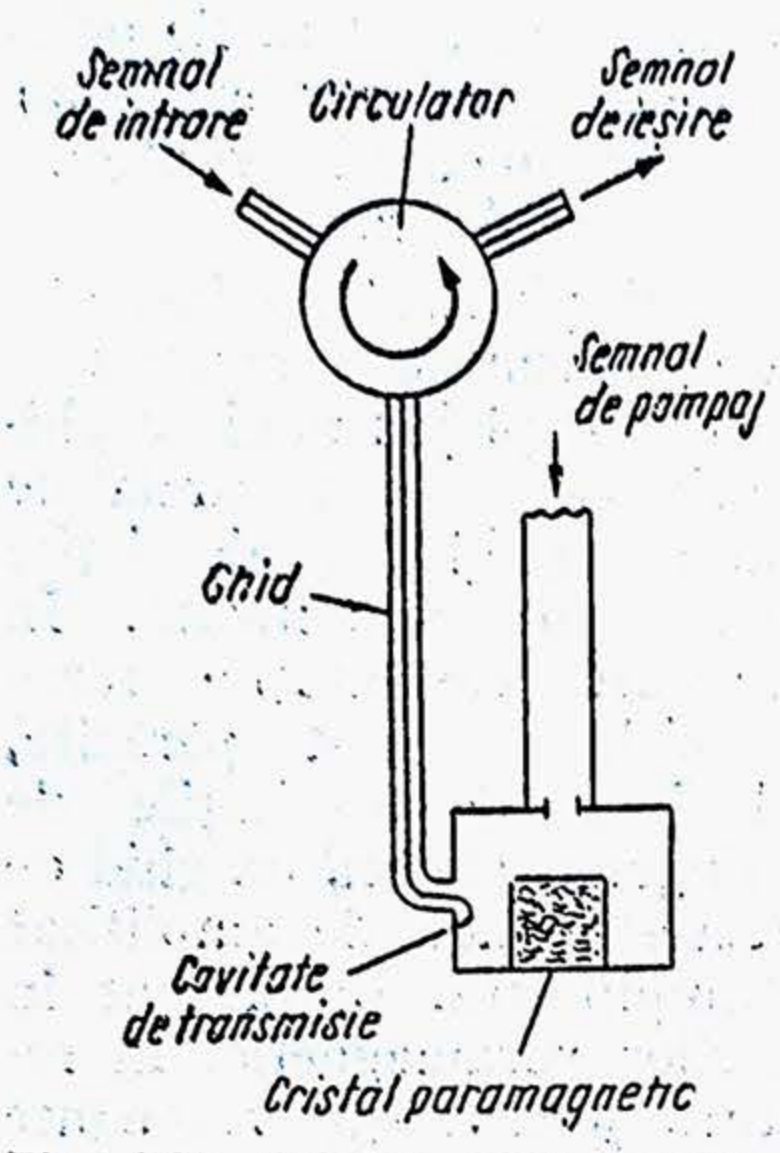


Fig. 6.22. Schema unui maser cu cavitate rezonantă de reflexie

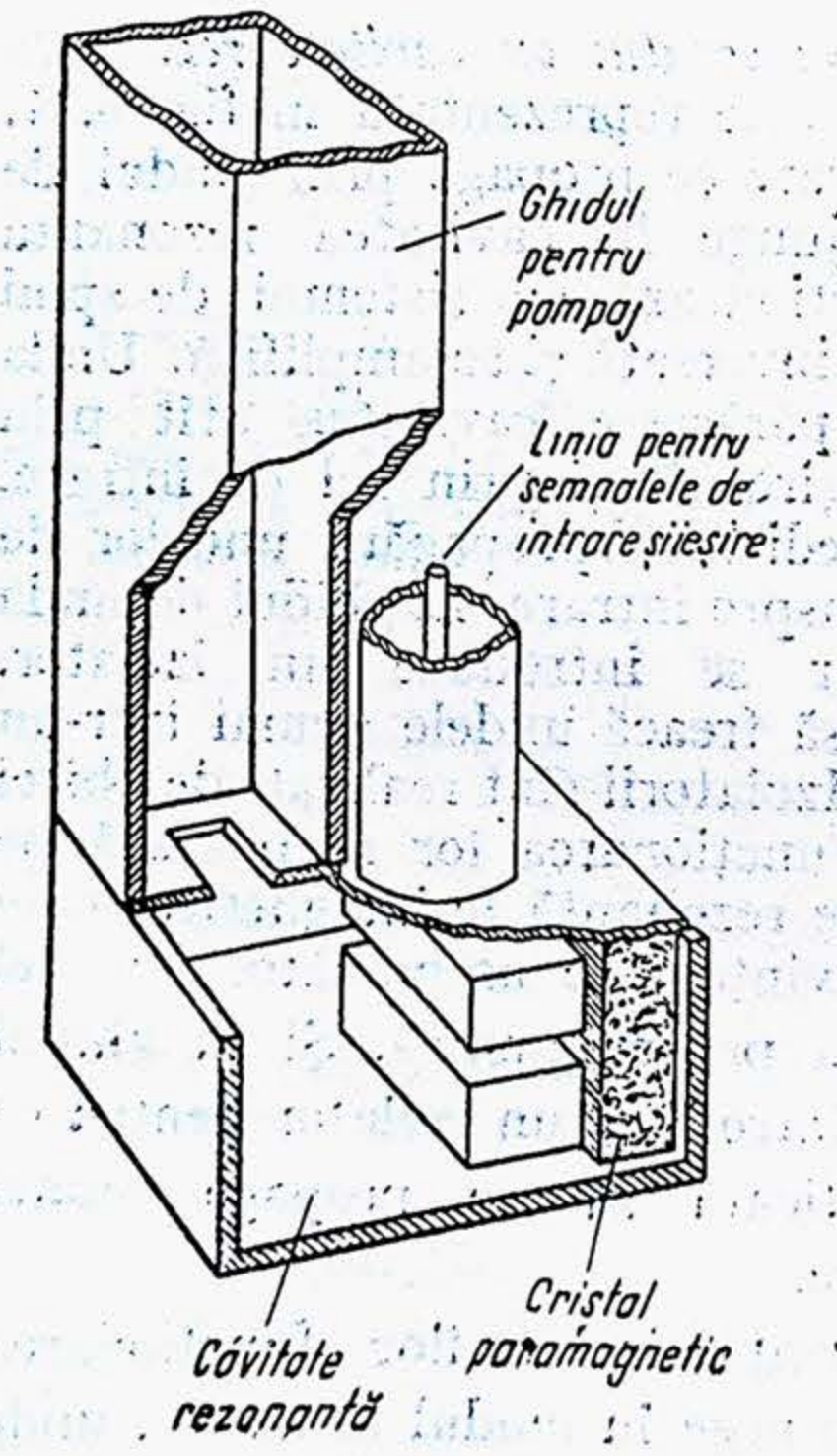


Fig. 6.23. Maser cu cavitate rezonantă de reflexie

trare și ajunge în cavitatea rezonantă unde se amplifică : unda amplificată se propagă atît înspre intrare cît și înspre ieșire, unda care se propagă înspre intrare este însă absorbită de izolatorul din ghidul de intrare, iar unda care se propagă înspre sarcină este lăsată să treacă de izolatorul din ghidul de ieșire. Unda care este reflectată de sarcină și care are tendința să se propage înspre cavitate este absorbită de către izolatorul din ghidul de ieșire. Se observă că prin utilizarea izolatorilor se realizează o izolație bună între intrarea și ieșirea amplificatorului.

Schema *maserului cu cavitate rezonantă de reflexie* este reprezentată în fig. 6.22. Unda de la intrare și cea de la ieșire se propagă prin același ghid. Pentru separarea lor se utilizează un dispozitiv de separare denumit *circulator*. Prin circulator undele electromagnetice pot să se propage numai în sensul indicat pe figură ; cele care se propagă în sens invers fiind puternic atenuante. Funcționarea maserului decurge în modul următor : unda de la intrare propagîndu-se în sensul circulatorului ajunge prin ghid la cavitatea rezonantă, unde interacționează cu sistemul, se amplifică și apoi este reflectată de către cavitate ; unda amplificată se propagă prin același ghid însă în sens opus înspre circulator, pe care putînd să-l străbată numai în sensul indicat ajunge la sarcină. Aspectul unui maser cu cavitate rezonantă de reflexie este reprezentat în fig. 6.23.

Banda de trecere a maserului cu cavitate rezonantă este determinată de către linia spectrală a sistemului utilizat și curba de rezonanță a cavității. Curba de rezonanță a cavității este mult mai îngustă decît linia spectrală a sistemului. Ca atare banda de trecere a amplificatorului este determinată de către curba de rezonanță a cavității și are în general valori relativ mici. Din linia spectrală a sistemului maserul cu cavitate rezonantă folosește nu-

mai o mică porţiune. Dacă se mai adaugă şi faptul că maserul cu cavitate rezonantă nu poate fi acordat pe diverse frecvenţe de funcţionare din cauza imposibilităţii reglării frecvenţei de rezonanţă a cavităţii, apare clar de ce maserii cu undă progresivă au înlocuit aproape complet pe cei cu cavitate rezonantă.

6.2.4. MASERI CU UNDA PROGRESIVA

Maserul cu undă progresivă este format în esenţă dintr-un ghid de undă în care se introduce cristalul. Prin ghid se propagă semnalul de pompaj, graţie căruia populaţiile sistemului sînt inversate. Tot prin ghid se propagă şi unda de la intrare care în urma interacţiunii cu mediul activ se amplifică. Pentru suprimarea propagării undei electromagnetice amplificate în sens invers în ghid se introduc izolatori.

Interacţiunea dintre unda de la intrare şi mediul activ este cu atît mai puternică cu cît viteza de grup cu care aceasta se propagă este mai mică. Pentru micşorarea vitezei de grup a undelor electromagnetice în ghidul de undă se introduc diferite structuri metalice. Esenţa fenomenelor poate fi înţeleasă cu ajutorul fig. 6.24 în care s-a reprezentat un ghid de undă cu diafragme separatoare, dispuse în mod periodic. În această situaţie, ghidul este echivalent cu un lanţ de cavităţi cuplate prin deschiderile practicate în pereţii separatori. Micşorarea vitezei de grup a undei într-un asemenea ghid diafragmat se datoreşte faptului că undele electromagnetice sînt forţate să se propage în sens direct şi în sens invers în fiecare cavitate rezonantă, în timp ce numai o mică fracţiune de energie acumulată în fiecare cavitate reuşeşte să treacă în cea vecină prin deschiderea de cuplaj, formîndu-se astfel fluxul de energie corespunzător undei progresive.

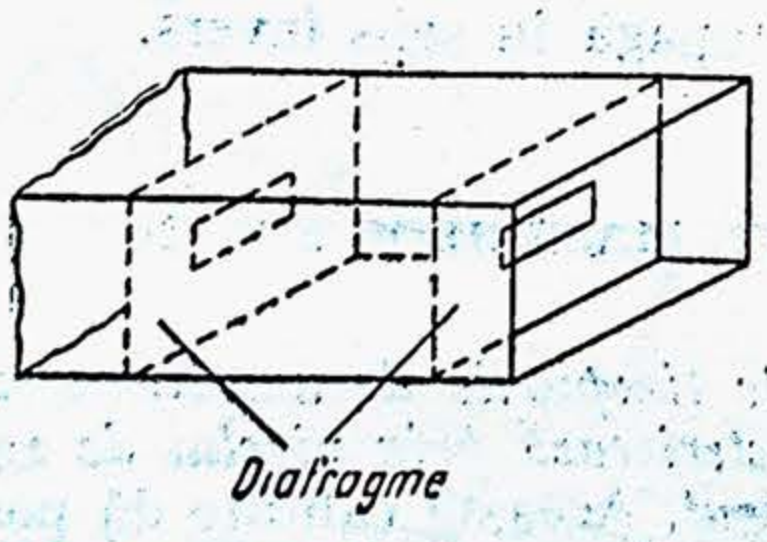


Fig. 6.24. Ghid diafragmat

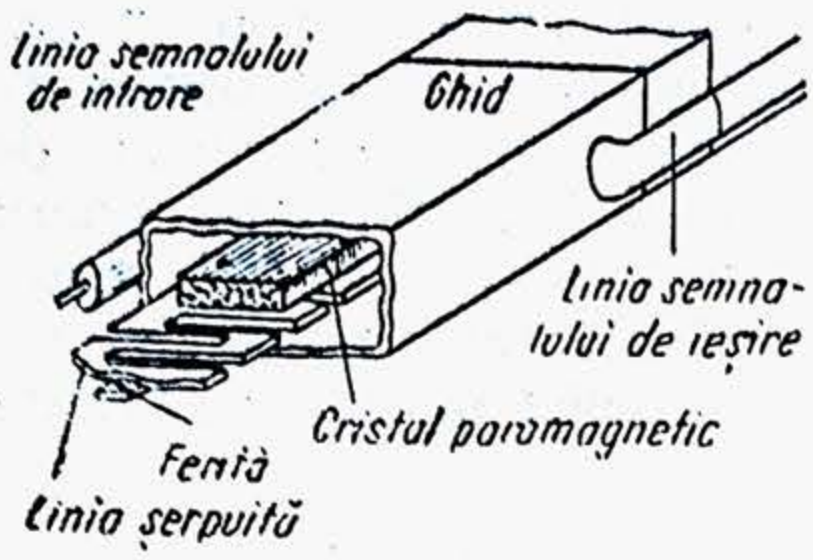


Fig. 6.25. Maser în care micșorarea vitezei de grup se realizează cu ajutorul unei linii șerpuite

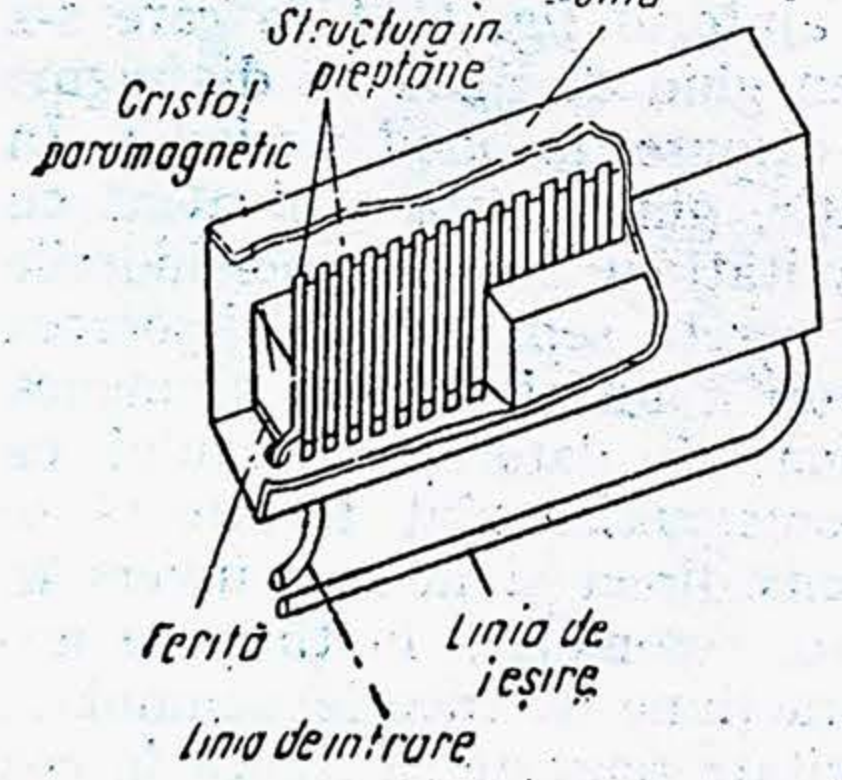


Fig. 6.26. Maser în care micșorarea vitezei de grup se realizează cu ajutorul unei structuri în pieptăne

În cazul maserilor cu undă progresivă micșorarea vitezei de grup se face de obicei cu ajutorul unei linii șerpuite sau o structură în pieptene (fig. 6.25 și 6.26).

Dacă ghidul de undă și structura de micșorarea vitezei de grup sînt proiectate corect, atunci banda de trecere a sistemului de microunde este mai mare decît cea a mediului activ. Ca atare variația factorului de amplificare în putere cu frecvența este dictată numai de comportarea mediului activ. Mărirea benzii de trecere a maserului se poate realiza deci prin lărgirea liniei spectrale a sistemului. Pentru lărgirea liniei spectrale se utilizează de obicei variația dealungul ghidului a cîmpului magnetic continuu care produce despicarea Zeeman a nivelelor energetice. Lărgirea care apare în acest caz se datorește variației frecvenței centrale de rezonanță a sistemului de-a lungul ghidului.

Maserul cu undă călătoare trebuie să amplifice numai undele care se propagă în sens direct, adică de la generatorul de semnal la sarcină, și să nu amplifice, chiar mai mult să atenueze undele care se propagă în sens invers. În acest fel funcționarea întregii instalații este stabilă, deoarece se elimină posibilitatea apariției unei reacții de la ieșire la intrare. În acest scop poate fi utilizată proprietatea cîmpului magnetic circular polarizat de a nu interacționa cu sistemul de spin decît dacă are un sens de polarizare corespunzător. Cea mai eficace metodă constă însă în utilizarea izolatorilor de ferite care atenuează puternic undele ce se propagă în sens invers.

6.2.5. ZGOMOTUL MASERILOR SOLIZI

Dintre toate timpurile de amplificatoare maserii se caracterizează prin nivelul de zgomot cel mai scăzut. Această calitate dă posibilitatea maserului să amplifice semnalele

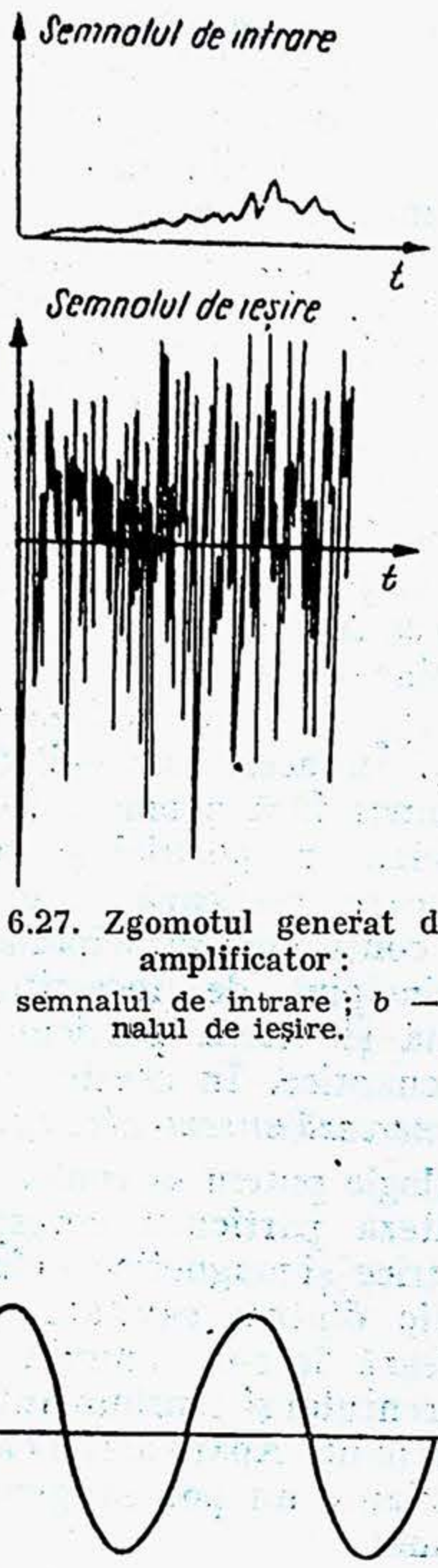


Fig. 6.27. Zgomotul generat de un amplificator:
a — semnalul de intrare; *b* — semnalul de ieșire.

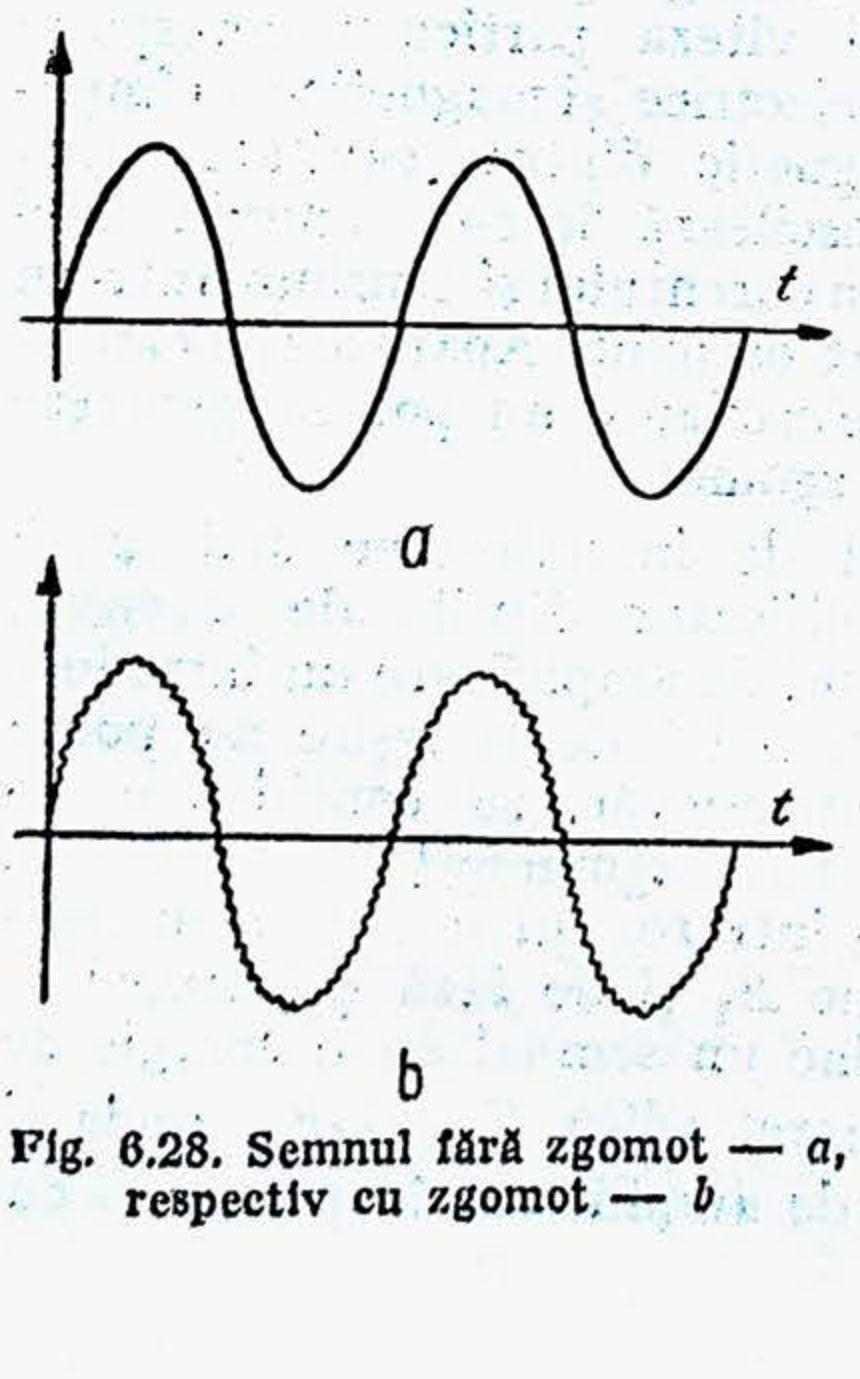


Fig. 6.28. Semnul fără zgomot — *a*, respectiv cu zgomot — *b*

de intrare cu puteri foarte mici. Într-adevăr dacă ne referim la fig. 6.27 atunci observăm că amplificatorul considerat nu poate să amplifice semnalul de la intrare, deoarece semnalul de la ieșire este total compromis de zgomotul generat în interiorul său.

Înainte de a studia zgomotul maserilor vom arăta cu ajutorul principiului de incertitudine că *un semnal „pur" adică fără zgomot* (fig. 6.28), *respectiv un amplificator care nu generează zgomot, nu există.*

Pentru a demonstra prima parte a acestei afirmații vom considera că un semnal format din n fotoni de frecvență ν, deci care are energia $E=n\,h\,\nu$, se propagă printr-un ghid de undă. Incertitudinea în măsurarea energiei apare datorită impreciziei cu care putem să măsurăm numărul de fotoni, imprecizie pe care o notăm cu Δn. Rezultă că incertitudinea în măsurarea energiei este $\Delta E=h\nu\Delta n$. Timpul t la care se face măsurătoarea este legat de faza φ a semnalului prin relația $\varphi=2\pi\nu t$. Imprecizia Δt în măsurarea timpului atrage după sine o imprecizie $\Delta\varphi$ în măsurarea fazei. Cele două imprecizii sînt legate prin relația: $\Delta\varphi=2\pi\nu\cdot\Delta t$, de undă rezultă că $\Delta t=\Delta\varphi/2\pi\nu$. Înlocuind valorile impreciziei Δt în relația $\Delta E\cdot\Delta t>h$ dată de principiul de incertitudine se obține că

$$\Delta n\cdot\Delta\varphi>1 \qquad (6.2.)$$

Rezultă că într-un semnal numărul de fotoni și faza semnalului nu pot fi cunoscute simultan cu precizie. Mărimile considerate sînt deci supuse unor fluctuații și ca atare semnalul este întotdeauna însoțit de zgomot. Aceste fluctuații sînt impuse de către principiul de incertitudine. Ele nu apar în fizica clasică cu ajutorul căreia nici nu pot fi explicate. Din această cauză aceste fluctuații se numesc *fluctuații cuantice* iar zgomotul determinat de existența acestor fluctuații cuantice se numește *zgomot cuantic*.

Zgomotul cuantic apare odată cu semnalul util în cursul procesului de generare și nu poate fi separat de acesta prin nici o modalitate. Pentru a studia mecanismul de generare a zgomotului cuantic să considerăm oscilatorul armonic. După cum știm un oscilator armonic reprezintă o particulă care execută oscilații în jurul unui punct fix de care este atras cu o forță elastică. În decursul procesului de oscilație particula materială se poate afla într-o anumită poziție x avînd o anumită viteză v. Dacă am cunoaște simultan cu precizie poziția și viteza particulei adică dacă $\Delta x=0$ și $\Delta v=0$, atunci am putea determina de asemenea cu precizie absolută energia ($\Delta E=0$) și faza oscilatorului ($\Delta\varphi=0$). În acest caz oscilatorul ar genera un semnal fără zgomot. Determinarea cu precizie a poziției și a vitezei particulei care oscilează este imposibilă deoarece contravine principiului de incertitudine. Principiul de incertitudine impune ca poziția și viteza particulei să sufere fluctuații cuantice. În aceste condițiuni, *oscilatorul generează un semnal cu zgomot*.

Făcînd o analogie putem să considerăm că poziția și viteza particulei corespund componentei electrice și magnetice a cîmpului electromagnetic dintr-o cavitate rezonantă care oscilează într-un anumit mod de vibrație sau curentului și tensiunii într-un circuit acordat oscilant. Apare astfel clar că aceste sisteme oscilante nu pot să genereze semnale fără zgomot.

Principiul de incertitudine mai arată că un amplificator lipsit de zgomot, care în procesul de amplificare nu introduce zgomot în semnalul de la ieșire nu poate să existe. Într-adevăr, să considerăm un amplificator fără zgomot (fig. 6.29). Ca atare dacă la intrarea lui se aplică un semnal de energie E_1 și de fază φ_1, atunci la ieșire se obține un semnal cu o energie de G ori mai mare, adică $E_2=G\cdot E_1$, unde G este actorul de amplificare în putere și cu

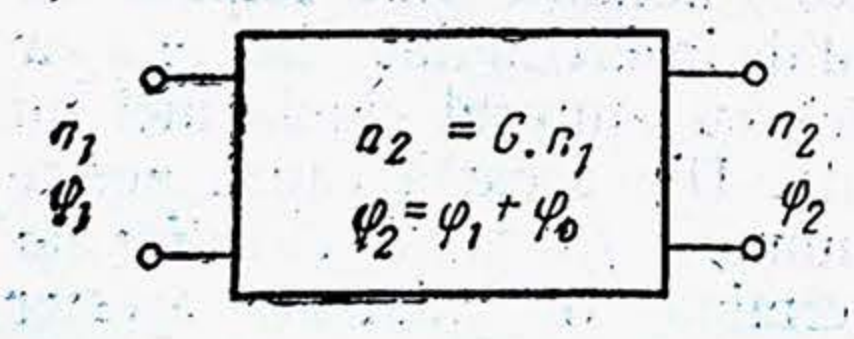


Fig. 6.29. Relațiile dintre mărimile de intrare și de ieșire ale unui amplificator fără zgomot

o fază $\varphi_2=\varphi_1+\varphi_0$ unde φ_0 este defazajul introdus de amplificator. Semnalul de la intrare conține zgomot deoarece după cum am arătat semnal fără zgomot nu poate să existe. Să admitem că zgomotul conținut în semnalul de intrare este minim, adică satisface la limită principiul de incertitudine $\Delta n_1 \cdot \Delta\varphi_1=1$. Incertitudinile ΔE_2 și $\Delta\varphi_2$ de la ieșire sînt legate de incertitudinile ΔE_1 și $\Delta\varphi_1$ de la intrarea prin relațiile $\Delta E_2=G\Delta E_1$ și $\Delta\varphi_2=\Delta\varphi_1$. Într-adevăr dacă energia de la intrare variază cu ΔE_1, la ieșire se obține o variație amplificată de G ori adică $G\Delta E_1$, iar dacă faza de la intrare variază cu $\Delta\varphi_1$ la ieșire se obține aceeași variație deoarece mărimea φ_0 este o constantă. Dacă amplificatorul nu generează zgomot rezultă că $\Delta n_2 \cdot \Delta\varphi_2=1$. Înlocuind valorile lui Δn_2 și $\Delta\varphi_2$ se obține că $\Delta n_1 \Delta\varphi_1=1/G$. Deoarece G este evident mai mare ca 1 rezultă că $\Delta n_1 \cdot \Delta\varphi_1<1$. Un asemenea amplificator ideal violează principiul de incertitudine. Rezultă că un amplificator fără zgomot nu poate să existe.

Amplificatorul care introduce zgomotul minim cerut de principiul de incertitudine, adică ce satisface expresia $\Delta n \cdot \Delta\varphi=1$ se numește *amplificator ideal*. Calculele arată că maserul în situația în care toate particulele sînt pe nivelul superior reprezintă un amplificator ideal care introduce minimum de zgomot.

Zgomotul maserilor se datorește tranzițiilor spontane între nivelele cu populațiile inversate. Într-adevăr, așa după cum s-a arătat, tranzițiile spontane apar în momente de timp întîmplătoare și în consecință undele emise nu sînt coerente cu unda de la intrare care trebuie amplificată. S-a arătat că în domeniul frecvențelor radio și al microundelor, numărul tranzițiilor spontane este foarte mic, neglijabil. La studiul zgomotului nu mai putem însă să neglijăm tranzițiile spontane, deoarece am ajunge la concluzia că maserul reprezintă un amplificator fără zgomot.

Fig. 6.30. Populațiile nivelelor considerate pentru studiul radiației corpului negru

Procesele prin care sistemul cu populațiile inversate generează zgomot sînt în esență identice cu cele care au loc în cazul radiației termice.

Într-adevăr să considerăm o cavitate rezonantă, de exemplu paralelipipedică ai cărui pereți au temperatura absolută T. Așa după cum s-a arătat în interiorul cavității ia naștere un cîmp electromagnetic determinat de radiația termică a pereților. Presupunem că dimensiunile cavității sînt suficient de mari astfel încît frecvențele modurilor de vibrație sînt infinit apropiate. Putem să considerăm că pereții cavității sînt formați dintr-un ansamblu de oscilatori armonici care rezonează pe frecvențe infinit apropiate.

Să considerăm două nivele energetice caracterizate prin aceleași valori ale energiei cu cele ale sistemului cu populațiile inversate utilizat în funcționarea maserului (fig. 6.30 și 6.31). În condițiile echilibrului termodinamic numărul oscilatorilor care se află pe nivelul energetic inferior este mai mare decît cel corespunzător nivelului superior, în conformitate cu legea de distribuție a lui Maxwell-Boltzmann. Între cele două nivele apar tranziții spontane, stimulate și de absorție. S-a arătat că probabilitatea tranzițiilor stimulate este egală cu cea a tranzițiilor de absorție. În consecință, numărul tranzițiilor stimulate este mai mic decît cel al tranzițiilor de absorție. În condițiile echilibrului termodinamic este necesar ca populațiile celor două nivele să fie constante în timp, căci numai în acest caz transferul net de energie de la cîmp la pereții cavității sau în sens invers este nul. Această condiție poate să fie îndeplinită grație tranzițiilor spontane care au loc într-un asemenea ritm încît asigură egalitatea dintre numărul total al tranzițiilor de sus în jos cu cel al tranzițiilor în sens invers. Numărul tranzițiilor spontane este deci determinat de diferența populațiilor celor două nivele.

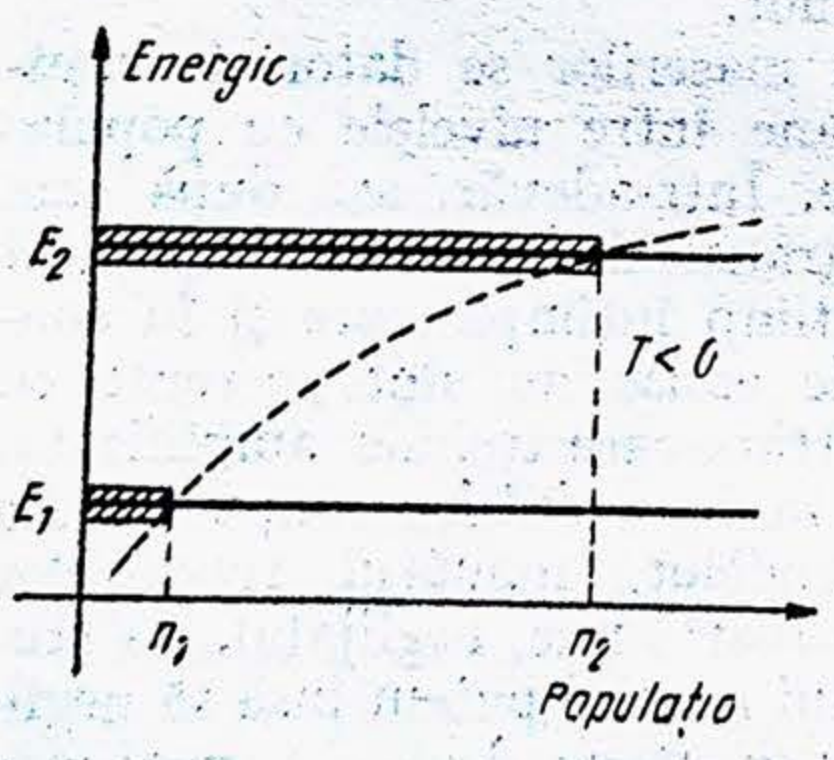


Fig. 6.31. Populațiile unui sistem cu temperatura negativă egală în modul cu cea a sistemului din fig. 6.30

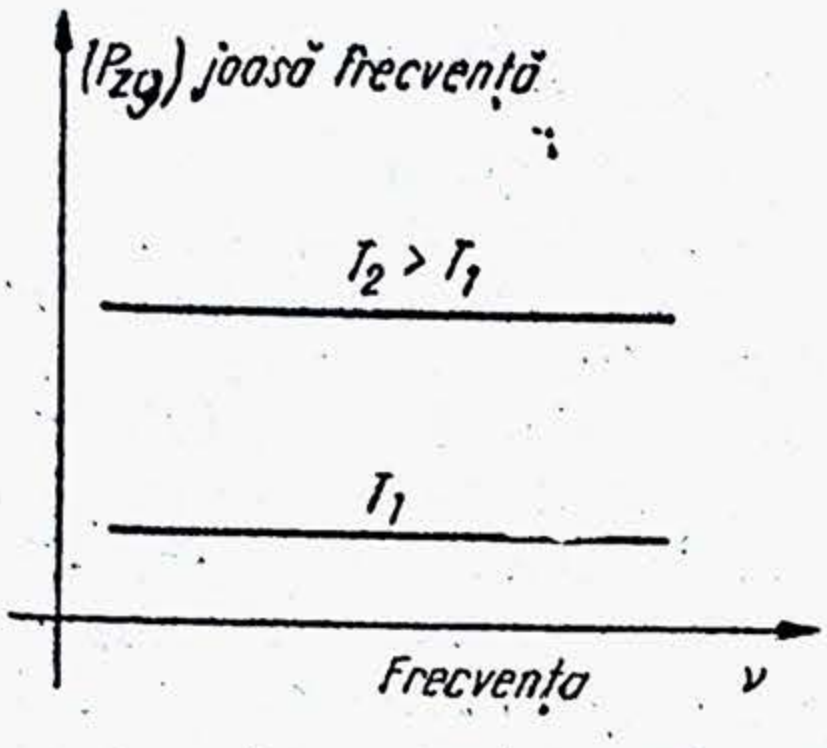


Fig. 6.32. Variația puterii de zgomot de joasă frecvență cu frecvență

Fenomenele sînt în esență identice și în cazul sistemului activ utilizat pentru funcționarea maserului. Dacă temperatura sistemului activ este egală în modul cu cea a pereților cavității din cazul de mai sus, atunci diferențele dintre populațiile celor două nivele sînt egale între ele, evident în valoare absolută. Într-adevăr în acest caz, populațiile celor două nivele sînt egale între ele, însă inversate. Rezultă că numărul tranzițiilor spontane în cazul sistemului activ este egal cu cel din cazul sistemului considerat mai sus. Această concluzie ne ajută să determinăm expresia puterii de zgomot generată de maser în banda de frecvență B, deoarece cunoaștem densitatea energiei radiației corpului negru. Efectuînd calculele se obține că puterea zgomotului P_{zg} generat de maser în banda de frecvență B este:

$$P_{zg} = \frac{G.h.\nu.B}{exp\frac{h.\nu}{k.T} - 1} \qquad (6.3.)$$

unde G este factorul de amplificare în putere. Apariția factorului G în această expresie se datorește faptului că sistemul activ amplifică radiația generată de el însuși prin tranziții spontane. Într-adevăr, el nu are cum să deosebească această radiație de cea de la intrare.

Zgomotul generat prin acest proces se numește *zgomot termic*, deoarece el este în esență identic cu radiația termică.

Utilizarea acestei formule sub forma sa exactă este dificilă. Formula poate fi simplificată în două cazuri.

Astfel în cazul în care $h\nu/k.T << 1$ puterea de zgomot poate fi pusă sub formă simplificată

$$(P_{zg})_{\text{joasă frecvență}} \simeq G.K.T.B, \qquad (6.4.)$$

relația cunoscută sub numele de formula lui *Nyquist*.

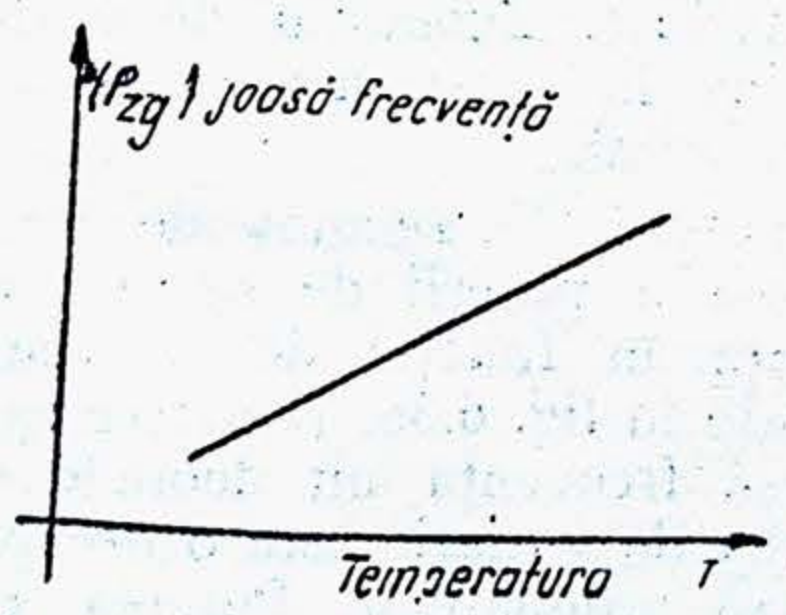


Fig. 6.33. Variația puterii de zgomot de joasă frecvență cu temperatura

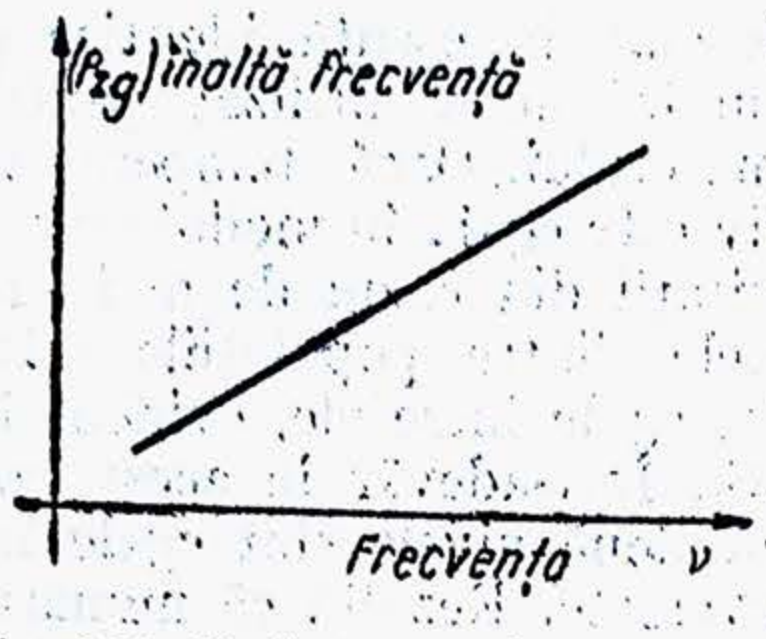


Fig. 6.34. Variația puterii de zgomot de înaltă frecvență cu frecvența

Se observă că în cazul validității inegalității de mai sus puterea generată într-o bandă B este independentă de frecvență (fig. 6.32). Puterea de zgomot este determinată bine înțeles în afară de banda B, numai de temperatura la care se află sistemul (fig. 6.33). Condiția $h\nu/kT << 1$ pentru valorile uzuale ale temperaturii poate fi îndeplinită la frecvențe joase. Din această cauză acest zgomot se mai numește *zgomot de joasă frecvență*. Aceasta condiție mai poate fi îndeplinită și în cazul frecvențelor înalte însă la temperaturi foarte ridicate. Zgomotul de joasă frecvență este deci și un *zgomot* de *înaltă temperatură*.

Dacă din contră $h.\nu/kT >> 1$ formula puterii de zgomot capătă formula simplificată

$$(P_{zg.})_{\text{înaltă frecvență}} \simeq G.h.\nu.B \qquad (6.5.)$$

În cazul validității acestei inegalități puterea de zgomot generată în banda de frecvență B depinde numai de frecvența (fig. 6.34). Puterea de zgomot generată nu mai depinde de temperatura la care se află sistemul (fig. 6.35)

În cazul temperaturilor uzuale condiția $h\nu/kT >> 1$ poate fi îndeplinită la frecvențe înalte. Din această cauză, acest zgomot se numește *zgomot de înaltă frecvență*. Condiția de mai sus poate fi îndeplinită chiar și în cazul frecvențelor joase, însă numai la temperaturi foarte coborîte, aproape de zero grade absolute. Zgomotul de înaltă frecvență devine în acest caz un *zgomot de joasă temperatură*.

Variația puterii de zgomot de joasă frecvență și cea a puterii de zgomot de înaltă frecvență în funcție de frecvență sînt reprezentate în fig. 6.36. Deoarece zgomotul de joasă frecvență nu depinde de frecvență, curba de variație este o dreaptă paralelă cu axa ordonatelor. Puterea generată depinzînd de temperatură înseamnă că pentru fiecare temperatură există cîte

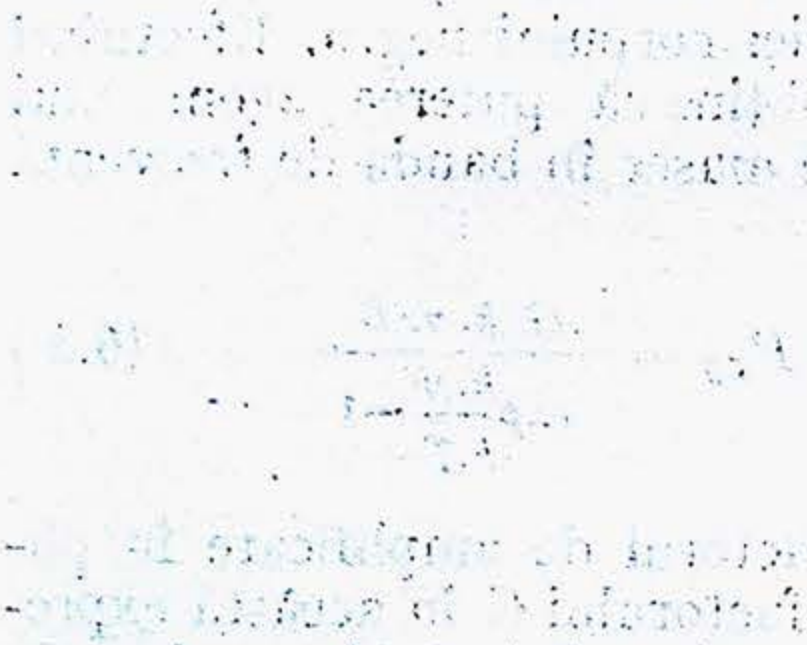


Fig. 6.35. Variația puterii de zgomot de înaltă frecvență cu temperatura

o dreaptă. În figură sînt trasate doar două drepte corespunzătoare temperaturilor T_1 și T_2. Zgomotul de înaltă frecvență depinde liniar de frecvență.

Curba de variație reprezintă o dreaptă înclinată. Această dreaptă reprezintă variația puterii de zgomot de înaltă frecvență pentru orice temperatură. Dreptele care reprezintă zgomotul de joasă și înaltă frecvență se taie într-un punct a cărui frecvență poate fi determinată punînd condiția ca puterile de zgomot corespunzătoare să fie egale adică $G.k.T.B.=G.h.\nu.B.$ de unde se deduce că

$$\nu = \frac{kT}{h} \qquad (6.6)$$

ceea ce înseamnă că frecvența corespunzătoare punctului de intersecție depinde de temperatură.

Variația puterii de zgomot de joasă temperatură și cea a puterii de zgomot de înaltă temperatură în funcție de temperatura sînt reprezentate în fig. 6.37. Raționînd în același mod se obține că temperatura punctului de intersecție are valoarea

$$T = \frac{h.\upsilon}{k} \qquad (6.7.)$$

Să considerăm cazul unui maser care funcționează la frecvența de 10 GHz. Utilizînd formula temperaturii punctului de intersecție se obține o valoare de 0,5°K. Dacă sistemul se află la o temperatură mai mare decît 0,5°K atunci ne situăm în domeniul zgomotului de joasă frecvență sau de înaltă temperatură Dacă însă răcim cristalul, sub temperatura de 0,5°K atunci zgomotul este de înaltă frecvență sau joasă temperatură. Obținerea unor temperaturi sub 0,5°K este foarte dificilă. Din această cauză putem să tragem concluzia că în general zgomotul maserilor reprezintă un zgomot de joasă frecvență sau de înaltă temperatură. Cum temperatura sistemului

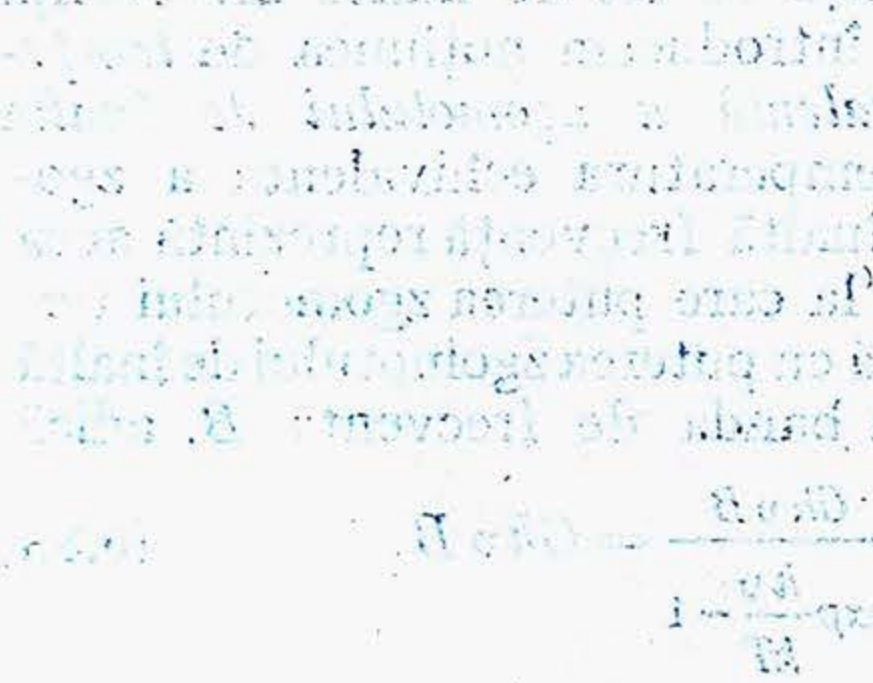


Fig. 6.36. Variația puterii de zgomot generate de un maser cu frecvență

este foarte scăzută rezultă că zgomotul este de joasă frecvență.

Să considerăm și un laser, de exemplu laserul cu *He—Ne*, care funcționează în infraroșu pe o lungime de undă de 3,39 μ. Utilizînd aceeași formulă rezultă o temperatură de 4451°*K*. Gazul din interiorul laserului are întotdeauna o temperatură mai mică. Cum laserii au întotdeauna frecvențe de oscilație mari și în nici un caz temperatura lor nu depășește această valoare, rezultă că zgomotul generat de laseri reprezintă un gzomot de înaltă frecvență, condiția de joasă temperatruă fiind exclusă.

Pentru a putea compara zgomotul de joasă frecvență cu cel de înaltă dfrecvență este util să întroducem noțiunea de *temperatură echivalentă a zgomotului de înaltă frecvență*. Temperatura echivalentă a zgomotului de înaltă frecvență reprezintă acea temperatură la care puterea zgomotului termic este egală cu puterea zgomotului de înaltă frecvență în banda de frecvență B, adică

$$\frac{Gh\upsilon B}{exp\frac{h\upsilon}{kT}-1}=Gh\upsilon B \qquad (6.8.)$$

de unde se deduce că:

$$T=\frac{h\upsilon}{kln\,2} \qquad (6.9.)$$

Să reluăm exemplul laserului cu *He—Ne*. Utilizînd această formulă se obține o temperatură de zgomot echivalentă egală cu 6120°*K*. Laserul cu *He—Ne* generează deci o putere de zgomot ca și o rezistență aflată la enorma temperatură de 6120°*K*. Pentru laserii care funcționează pe o frecvență mai ridicată temperatura de zgomot este și mai mare. *Laserii au un nivel foarte ridicat de zgomot. Din această cauză laserii pot să lucreze numai în regim de generare.*

În continuare vom studia metodele prin care putem să micșorăm zgomotul generat de maser. Cea mai eficace metodă

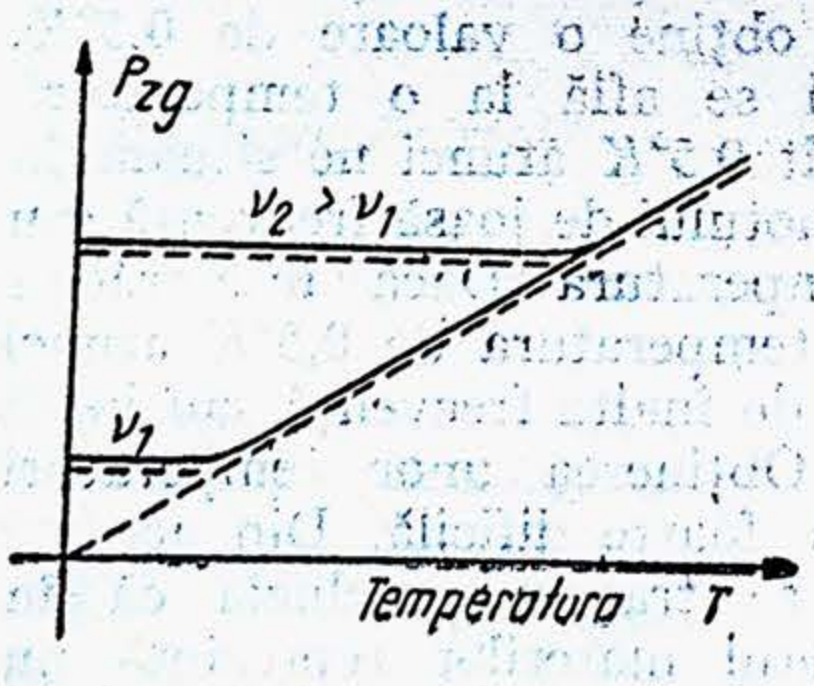


Fig. 6.37. Variația puterii de zgomot generate de un maser cu temperatura

constă în micşorarea valorii absolute a temperaturii sistemului între nivelele cu populaţiile inversate, ceea ce implică mărirea populaţiei superioare, în detrimentul celeia a nivelului inferior. În această situaţie diferenţa dintre numărul tranziţiilor stimulate şi cel al tranziţiilor de absorţie, adică numărul tranziţiilor care produc o amplificare efectivă a cîmpului electromagnetic creşte. Creşte însă şi numărul tranziţiilor spontane deoarece acesta este proporţional cu populaţia nivelului superior. Raportul dintre probabilitatea tranziţiilor spontane şi ceea a tranziţiilor stimulate în domeniul microundelor este foarte mic, de exemplu 5.10^{-21} pentru o lungime de undă de 10 *cm*. Ca atare, creşterea numărului tranziţiilor spontane este mai mică decît creşterea numărului tranziţiilor stimulate şi deci raportul dintre energia semnalului util şi energia zgomotului creşte.

Micşorarea temperaturii absolute a sistemului în scopul reducerii nivelului de zgomot este eficiace nu mai pînă în dreptul valorii care delimitează cele două regiuni de zgomot. Într-adevăr, micşorarea temperaturii face ca inegalitatea $h\nu/kT < 1$ să se transforme în inegalitatea inversă care ne indică că sîntem în regiunea zgomotului de înaltă frecvenţă. Zgomotul de înaltă frecvenţă nu depinde de temperatură. În consecinţă micşorarea temperaturii la care se află sistemul nu mai este însoţită de o reducere a zgomotului generat de către sistem.

Fig. 6.38. Populaţiile sistemului activ în cazul în care temperatura sa este egală cu 0°K

În cazul în care toate particulele se află pe nivelul energetic superior temperatura sistemului este egală cu 0°*K* (fig. 6.38), şi ca atare condiţia $h\nu/kT > 1$ este îndeplinită cu prisosinţă. Zgomotul minim generat de sistem în bandă de frecvenţă B are deci puterea

$$P_{zg.min.} = Gh\nu B \qquad (6.10)$$

În teoria transmisiunii informaţiilor se utilizează noţiunea de *timp de rozoluţie*

τ_r a unui amplificator definit ca inversul benzii de trecere $1/B$. În funcție de timpul de rezoluție τ_r puterea de zgomot este egală cu $Gh\nu/\tau_r$. Puterea de zgomot minimă corespunde deci la G fotoni de energie $h\nu$ în unitatea de timp de rezoluție la ieșirea maserului sau la un foton de energie $h\nu$ în unitatea de timp de rezoluție la intrarea maserului. *Un maser are deci un zgomot minim echivalent cu un foton în unitatea de timp de rezoluție aplicat la intrarea sa.*

Pentru obținerea unui înalt grad de inversiunie a populațiilor este necesar ca cristalul paramagnetic să fie răcit la o temperatură cît mai joasă. Aceasta contribuie nu numai la micșorarea zgomotului determinat de sistemul activ, dar și la cel generat de pereții cavității sau ai ghidului prin radiație termică, ceea ce are un efect favorabil asupra zgomotului total generat de maser. Alături de sistemul activ și cavitatea rezonantă sau ghidul de undă, la zgomotul total al maserului mai contribuie și celelalte elemente constitutive dintre care cele mai importante sînt cablul coaxial sau ghidul de intrare și dispozitivul de izolare.

În general, în electronică zgomotul se măsoară în *decibeli* (*db*). În cazul nivelelor de zgomot foarte scăzute este mai util să lucrăm cu *temperatura de zgomot*. Prin temperatura de zgomot a unui dispozitiv se înțelege temperatura la care trebuie să se afle o rezistență pentru a genera o putere de zgomot egală cu cea a dispozitivului considerat. În tabelul 6.1. sînt prezentate valorile în *db* ale cîtorva temperaturi de zgomot.

Tabelul 6.1

Echivalența dintre temperatura de zgomot (°K) și nivelul de zgomot *(db)*

Temperatura de zgomot °K	Nivelul de zgomot *db*
1	0,014
7	0,1
35	0,5
75	1
290	3
870	6
2 600	10
29 000	20

În general maserii cu undă progresivă, care au nivelul de zgomot cel mai redus, se caracterizează prin temperaturi de zgomot în jur de 10°K. La această temperatură cablul de intrare contribuie cu 8°K, în timp ce cristalul paramagnetic, ghidul și dis-

pozitivul de izolare cu numai 2°*K*. Contribuţia atît de mică a ultimelor elemente se explică prin faptul că ele sînt răcite la 1,6°*K*.

6.2.6. APLICAŢIILE MASERILOR SOLIZI

Nivelul de zgomot excepţional de scăzut a determinat ca maserii paramagnetici să-şi găsească aplicaţii în *radioastronomie, radar, radar astronomic, comunicaţii* (fig. 6.39 şi 6.40) *laboratoarele de fizică* etc. Răcirea maserului la temperatura heliului lichid pentru obţinerea acestui nivel scăzut de zgomot constituie însă o piedică serioasă în extinderea acestor aplicaţii.

Cele mai largi aplicaţii ale maserilor sînt în radioastronomie. Dintre radiaţiile studiate în radioastronomie cea mai importantă este cea cu lungimea de undă de 21 *cm*. S-a arătat că datorită spinului nuclear stării fundamentale a atomului de hidrogen îi corespund două nivele, tranziţiile între aceste avînd lungimea de undă de 21 *cm*. Studiul acestei radiaţii prezintă o importanţă deosebită deoarece permite determinarea conţinutului de hidrogen a galaxiei noastre. Pentru a ne face o idee despre dificultăţile care apar în măsurarea radiaţiei emise de hidrogenul din spaţiul interplanetar este suficicent să menţionăm că întreaga energie care cade pe pămînt este de 10 *w*. Din această cantitate radiotelescoapele pot să colecteze o proporţie foarte mică şi anume egală cu raportul dintre aria antenei şi aria pămîntului. Un maser răcit la temperatura heliului lichid poate însă să detecteze semnale a căror putere este de 10^{-18} *w*. Pentru a ne edifica asupra zgomotului maserilor, este suficient să menţionăm că temperatura globală de zgomot a unui maser este de 18°*K* pe cînd cea a unui receptor superfieterodină obişnuit este de 1200°*K*.

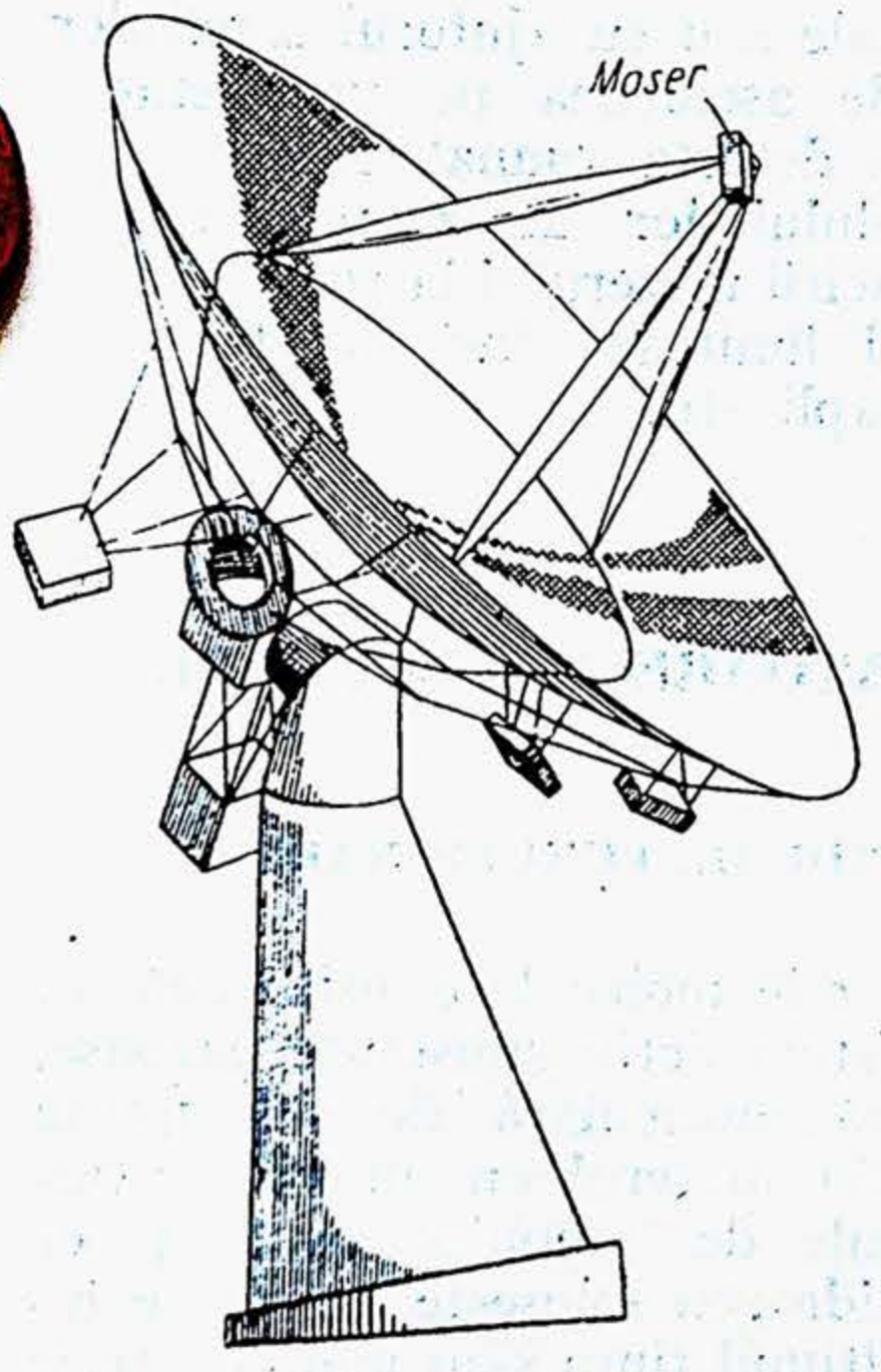


Fig. 6.39. Antena parabolică echipată cu un maser dispus în focar, utilizată în radioastronomie, radar, comunicaţii etc.

În radarul terestru utilizarea maserilor determină o micșorare a puterii emițătorului sau la aceeași putere o mărire a distanței de observare. Într-adevăr, maserul avînd un zgomot redus poate să detecteze semnale mult mai slabe decît cele detectate de receptoarele obișnuite. În aceste condițiuni, semnalul emis de stația radio poate să fie mai slab sau la aceiași putere a stației, semnalele slabe reflectate de ținte foarte îndepărtate pot fi detectate.

Radarul astronomic constituie o extindere a metodelor radarului terestru în stadiul astrelor. Utilizarea unui maser a făcut posibilă în 1958 obținerea ecourilor de radar de la planeta Venus. Cu ajutorul acestor metode se pot determina distanțele astronomice cu precizii mai mari decît cele oferite de metodele optice.

Utilizarea maserilor în comunicațiile terestre, spațiale sau cu ajutorul sateliților se bazează de asemenea pe proprietatea maserilor de a detecta semnale foarte slabe datorită nivelului lor de zgomot redus. Necesitatea răcirii maserului la temperatura heliului lichid limitează însă foarte mult aria acestor aplicații.

6.3. GENERATOARE MOLECULARE

6.3.1. PRINCIPIUL DE FUNCȚIONARE

Generatoarele moleculare utilizează în calitate de sistem activ substanțe gazoase, fie sub formă moleculară fie sub formă atomică. Astfel maserul cu amoniac utilizează molecule de amoniac în timp ce maserul cu hidrogen folosește atomi de hidrogeni. În ultimul timp s-au mai construit generatori moleculari cu formaldehidă (CH_2O) acid cianhidric (HCN) sau amoniac în care unul sau doi atomi de hidrogen au fost

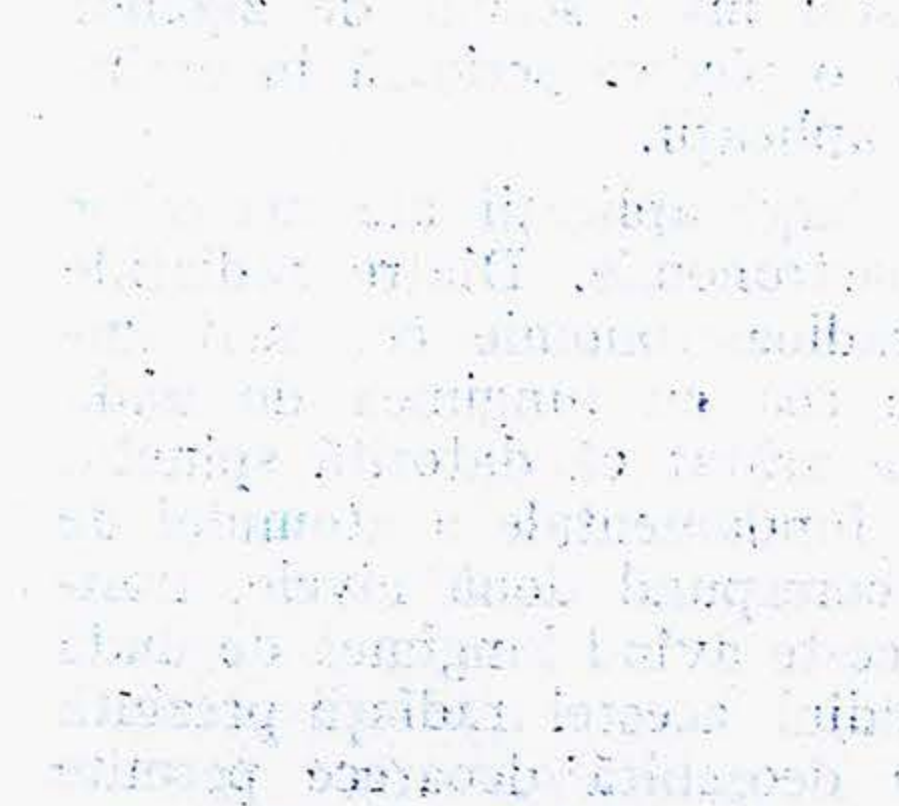


Fig. 6.40. Modificarea antenei din fig. 6.39 în scopul plasării maserului într-un loc mai convenabil pentru răcire

înlocuiți cu hidrogen greu adică cu deuteriu (NH_2D, NHD_2).

Maserul funcționează între două din nivelele substanței utilizate. Prin circulația substanței active se asigură funcționarea în regim continuu a maserului. Se aleg astfel nivelele energetice încît ele să fie foarte puțin influențate de factorii externi. Dacă se mai adaugă și faptul că liniile septrale sînt relativ inguste, sistemul fiind gazos apare astfel clar de ce generatorii moleculari funcționează numai în regim de generare —și de cei ei sînt utilizați în calitate de etaloane de frecvență.

Din punct de vedere constructiv orice generator molecular este construit din trei părți principale: sursa fasciculului molecular sau atomic, sistemul de sortare și cavitatea rezonantă (fig. 6.41).

Sursa fascicolului molecular sau atomic reprezintă în esență o incintă conectată la rezervorul în care se află substanța respectivă. Incinta este prevăzută cu unul sau mai multe orificii prin care moleculele sau atomii gazului părăsesc interiorul acesteia.

Fasciculul care intră în cavitatea rezonantă trebuie să aibă populațiile inversate. În fasciculul furnizat de către sursă numărul moleculelor care se află pe nivelul inferior este mai mare decît cel al moleculelor de pe nivelul superior. În consecință pentru a se obține inversarea populațiilor trebuie eliminat din fascicul un număr cît mai mare din moleculele care se află pe nivelul inferior. În acest scop se utilizează sortarea moleculelor în funcție de energie. După ieșirea din sistemul de sortare, în fasciculul numărul moleculelor pe de nivelul superior este mult mai mare decît cel al moleculelor de pe nivelul inferior.

Fasciculul cu populațiile inversate intră apoi în cavitatea rezonată care este astfel proiectată încît rezonează pe frecvența

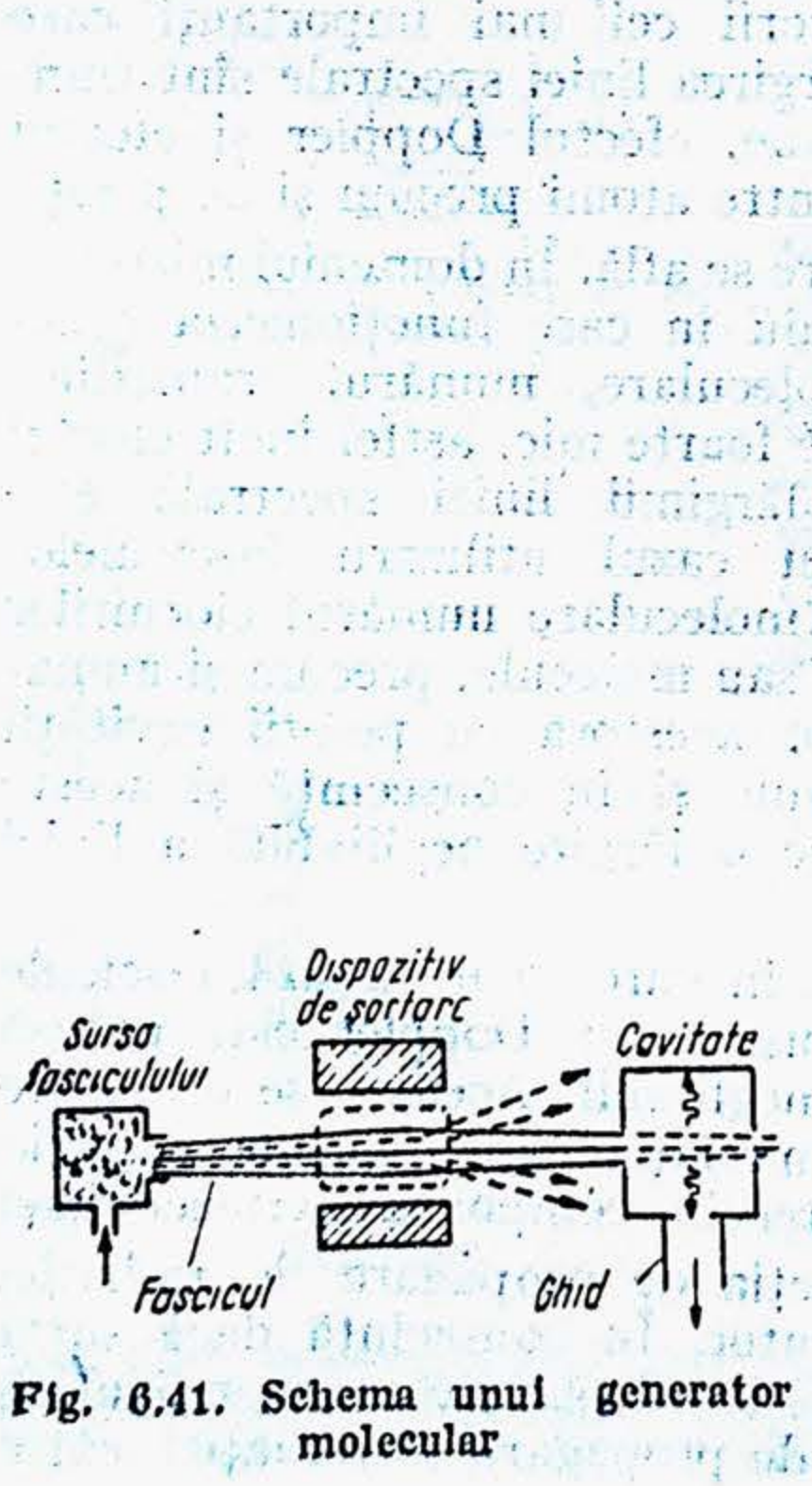


Fig. 6.41. Schema unui generator molecular

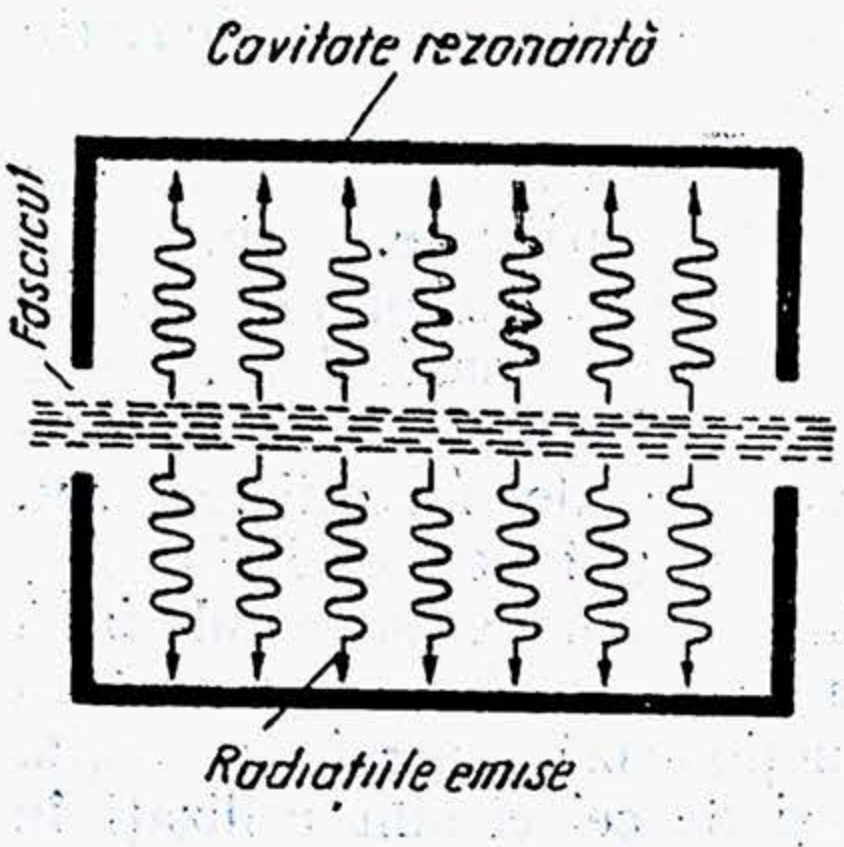


Fig. 6.42. Efectul Doppler

corespunzătoare diferenței de energie dintre nivelele utilizate. Fasciculul care intră determină intrarea în oscilație a cavității. Astfel, un foton emis printr-o tranziție spontană determină amorsarea unui proces în avalanșă de generare de fotoni prin tranziții stimulate. Procesul se limitează în momentul în care numărul moleculelor care coboară pe nivelul inferior este egal cu numărul moleculelor de pe nivelul superior care intră în cavitate. Din energia cedată de către sistem, o parte se pierde în interiorul cavității iar restul părăsește cavitatea prin ghidul de ieșire.

În încheiere vom studia cauzele care determină lărgirea liniei spectrale. Generatoarele moleculare fiind utilizate în calitate de standarde de frecvență rezultă că trebuie să aibă o semilărgime a liniei spectrale cît mai mică. S-a arătat că în cazul gazelor, factorii cei mai importanți care determină lărgirea liniei spectrale sînt tranzițiile spontane, efectul Doppler și efectul ciocnirilor dintre atomi precum și cu pereții vasului în care se află. În domeniul microundelor, domeniu în care funcționează generatoarele moleculare, numărul tranzițiilor spontane este foarte mic, astfel încît efectul lor asupra lărgimii liniei spectrale este neglijabil. În cazul utilizării fasciculelor atomice sau moleculare numărul ciocnirilor dintre atomi sau molecule, precum și numărul ciocnirilor acestora cu pereții cavității este foarte mic și în consecință și aceste efecte produc o lărgire neglijabilă a liniei spectrale.

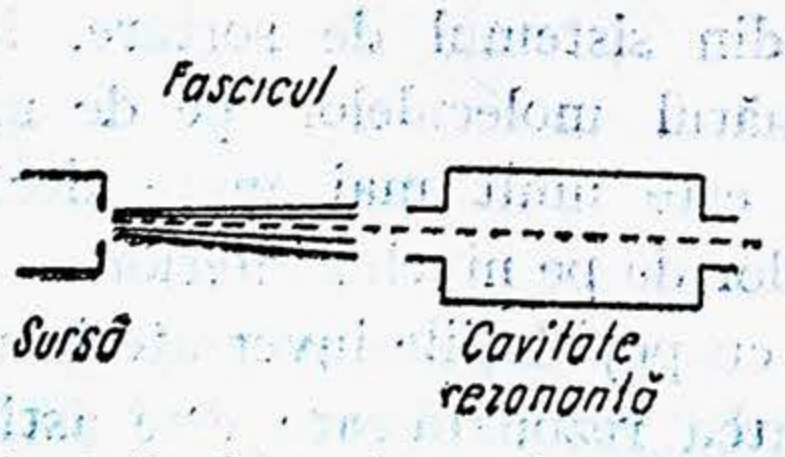


Fig. 6.43. Generator molecular cu o singură cavitate rezonantă

În cazul în care se utilizează fascicule și lărgirea prin efect Doppler este redusă la un nivel neglijabil. Aceasta se datorește faptului că în relația care exprimă variația frecvenței intervine componența vitezei sursei față de direcția de propagare a radiației către observator. În consecință dacă sursa are viteza de deplasare perpendiculară pe direcția de propagare a radiației către

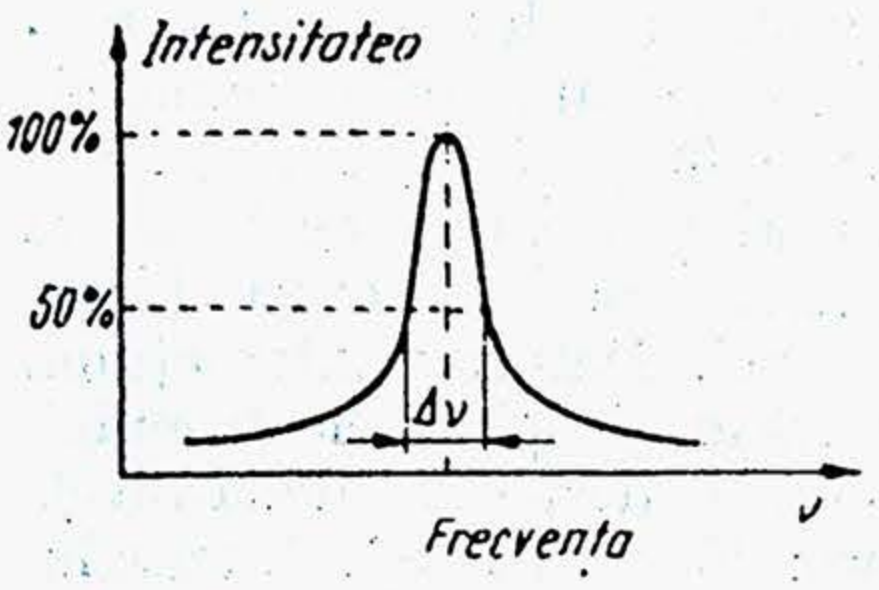


Fig. 6.44. Linia spectrală a unui generator molecular cu o cavitate rezonantă

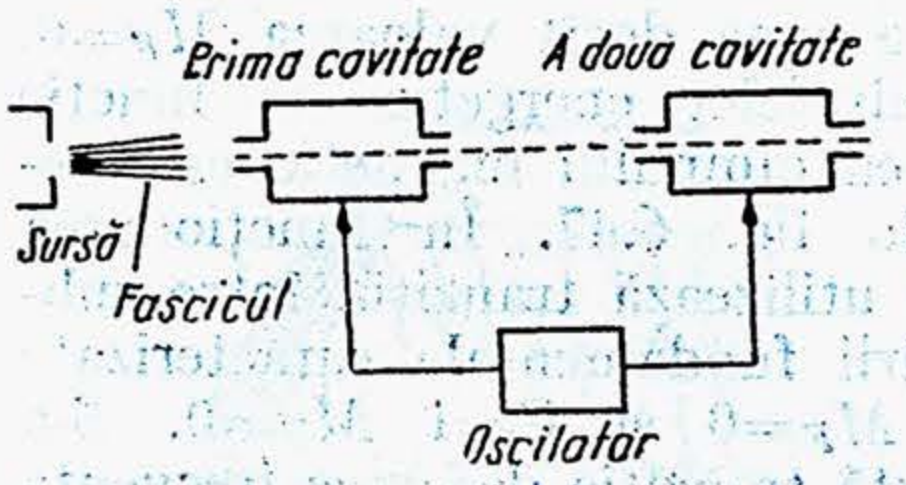


Fig. 6.45. Generator molecular cu 2 cavităţi rezonante

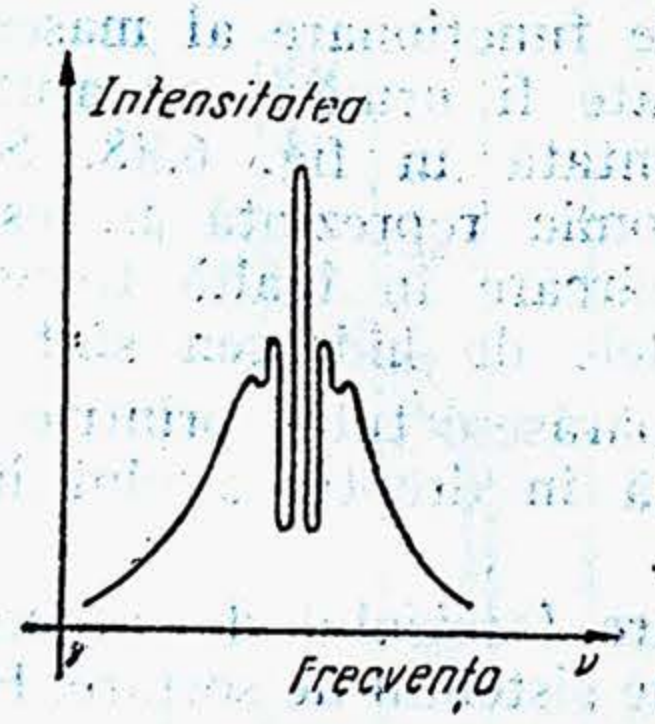


Fig. 6.46. Linia spectrală a unui generator molecular cu două cavităţi rezonante

observator, atunci acesta sesizează o frecvenţă nemodificată (fig. 6.42). În realitate şi în acest caz apare o modificare a frecvenţei datorită aşa numitului Doppler transversal, modificare care este însă neglijabilă.

În cazul generatoarelor moleculare factorul care determină în cea mai mare măsură lărgimea liniei spectrale este timpul în care particula străbate cavitatea, denumit *timp de zbor*. Într-adevăr, radiaţia emisă de un atom nu poate avea o durată mai mare decît timpul petrecut de acesta în cavitate. Rezultă că semilărgimea $\Delta\nu$ a liniei spectrale este dată de relaţia $\Delta\nu = 1/\tau_z$ unde τ_z este timpul de zbor (fig. 6.43 şi 6.44). Timpul de zbor τ_z este egal cu raportul dintre lungimea cavităţii şi viteza particulei. Rezultă că pentru obţinerea unei linii spectrale cît mai înguste este necesar să utilizăm o cavitate cît mai mare. Cavitatea nu poate fi lungită foarte mult deoarece cresc pierderile de putere.

O soluţie ingenioasă constă în utilizarea a două cavităţi parcurse succesiv de către fascicul (fig. 6.45). În acest caz linia spectrală are forma din fig. 6.46. Apariţia maximului central foarte pronunţat este determinată de faptul că o moleculă sau un atom care părăseşte prima cavitate şi intră în cea de a doua în condiţiile în care fazele cîmpului electromagnetic sînt identice, are în intervalul dintre cavităţi o mişcare identică cu cea în cazul în care s-ar afla efectiv într-o cavitate. Ansamblul celor două cavităţi este echivalent cu o singură cavitate care are o lungime egală cu $(l+L)/0{,}6$ unde l este lungimea unei cavităţi componente, iar L distanţa dintre ele.

6.3.2. MASERUL CU HIDROGEN

Maserul funcţionează între cele două nivele ale stării fundamentale a atomului de hidrogen. S-a arătat că stării fundamen-

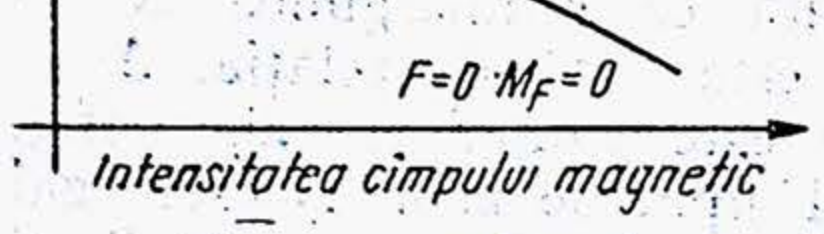


Fig. 6.47. Despicarea Zeeman a nivelelor stării fundamnetale a atomului de hidrogen

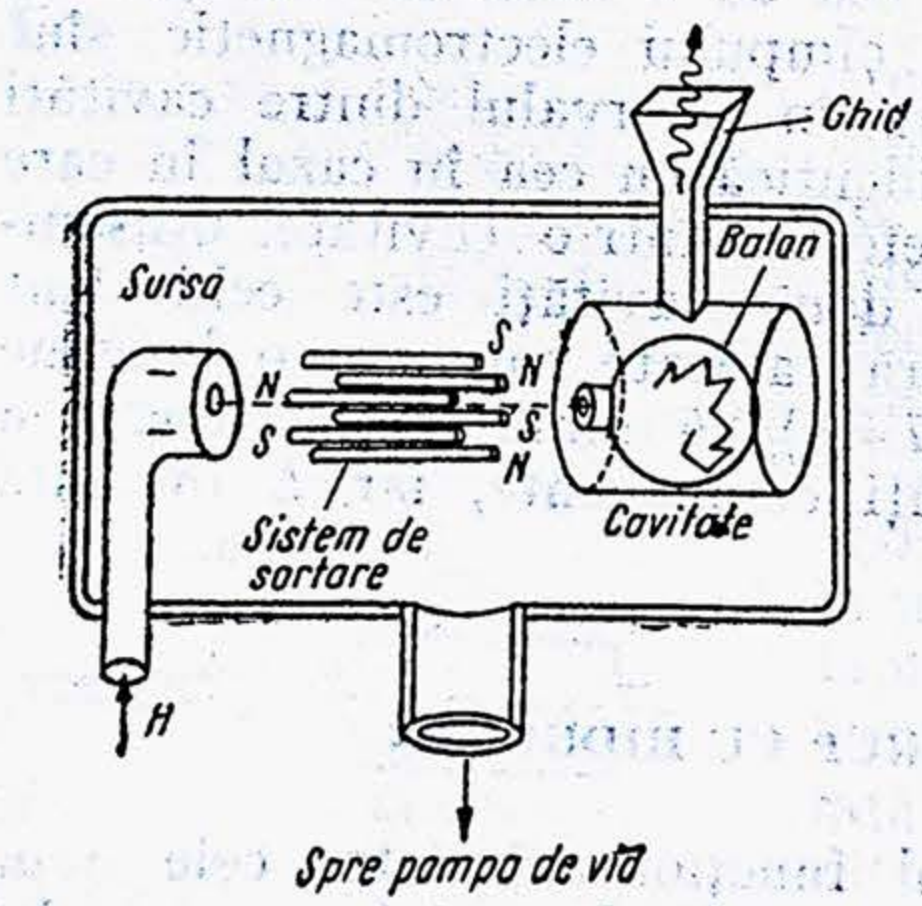


Fig. 6.48. Schema maserului cu hidrogen

tale îi corespunde nivelul de structură fină $1^2S_{1/2}$ caracterizat prin numerele cuantice $L=0, S=1/2$ și $J=1/2$. Existența spinului nuclear al protonului egal cu 1/2 determină apariția unei structuri hiperfine a acestui nivel. Datorită interacțiunii dintre spinul nuclear și spinul electronului, nivelul fundamental se despică în două nivele caracterizate prin $F=0$ și $F=1$. Intervalul energetic dintre aceste două nivele corespunde unei frecvențe de 1.420.405,751 *Hz*.

Într-un cîmp magnetic nivelul superior se despică în trei subnivele deoarece pentru acest nivel numărul cuantic de orientare al vectorului **F** poate avea $2F+1=3$ valori și anume $M_F = -1, 0, 1$. Nivelul inferior rămîne nedespicat deoarece F fiind nul, M_F nu poate avea decît valoarea $M_F=0$. Despicarea nivelelor energetice în funcție de intensitatea cîmpului magnetic este reprezentată în fig. 6.47. În funcționarea maserului se utilizează tranziția între subbinivelele stării fundamentale caracterizate prin $F=0$, $M_F=0$ și $F=1$ $M_F=0$. S-a utilizat această tranziție deoarece frecvența ei este cel mai puțin influențată de intensitatea cîmpului magnetic. Această proprietate este foarte importantă în menținerea stabilității frecvenței, deoarece influența cîmpului magnetic parazit este mult micșorată.

Principiul de funcționare al maserului cu hidrogen poate fi urmărit cu ajutorul schemei reprezentată în fig. 6.48. Sursa de hidrogen atomic reprezintă în esență un tub de descărcare în înaltă frecvență în care moleculele de hidrogen sînt desfăcute. Atomii părăsesc tubul printr-o deschizătură situată în dreptul axului întregului dispozitiv.

În continuare fasciculul de atomi de hidrogen străbate sistemul de sortare. Funcționarea sistemului de sortare se bazează pe interacțiunea dintre momentul magnetic al atomilor de hidrogen și un cîmp magnetic

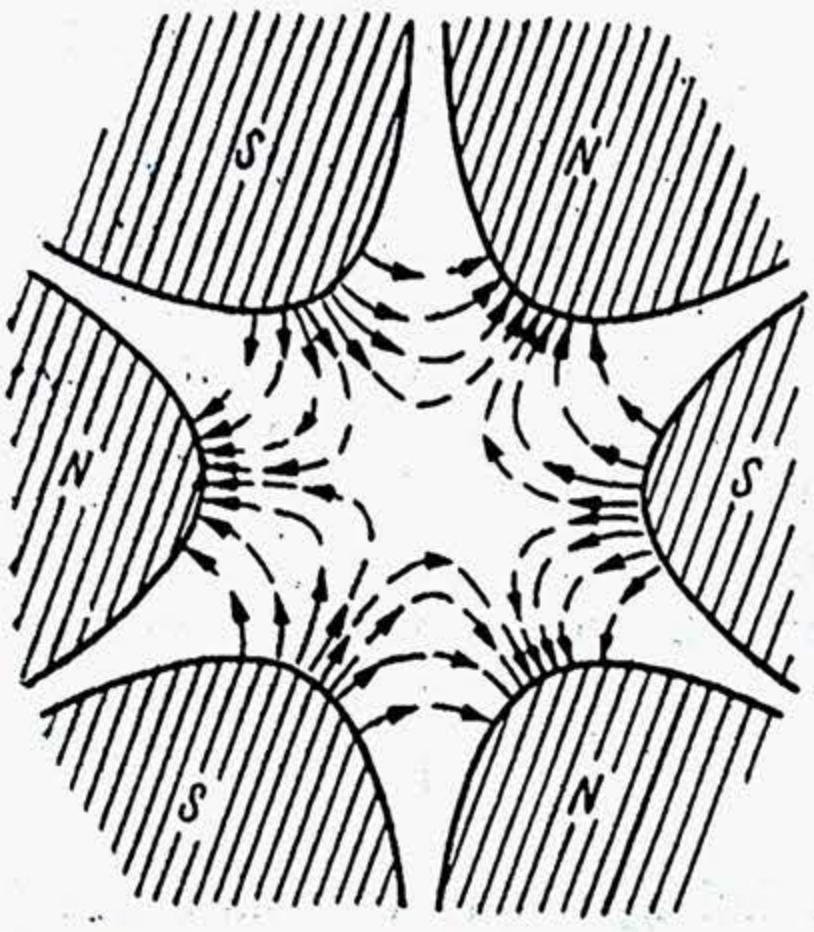
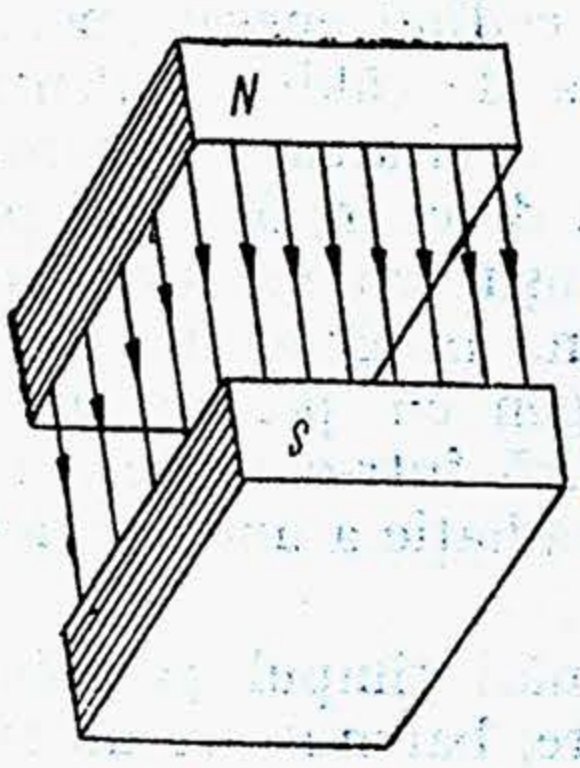


Fig. 6.49. Cîmpul magnetic creat de sistemul de sortare



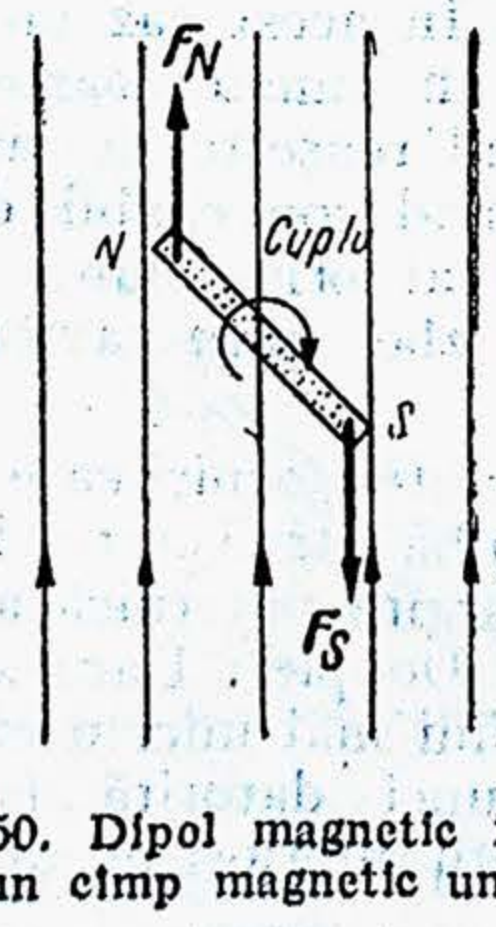


Fig. 6.50. Dipol magnetic introdus într-un cîmp magnetic uniform

neuniform. Pentru creerea cîmpului magnetic neuniform se utilizează un sistem de magneţi permanenţi cu şase poli. Cîmpul magnetic are o asemenea structură încît în regiunea axială are intensitatea minimă, iar în regiunile extreme maximă (fig. 6.49).

Un cîmp magnetic neuniform acţionează asupra unui moment magnetic nu numai cu un cuplu, dar şi cu o forţă. Aceasta apare mai clar dacă considerăm dipolul magnetic ca fiind determinat de un ansamblu de două sarcini magnetice egale şi de nume contrare. Menţionăm că sarcinile magnetice nu au o existenţă fizică reală, spre deosebire de cele electrice. Un cîmp magnetic uniform acţionează asupra celor două sarcini cu două forţe $\mathbf{F}_N$ şi $\mathbf{F}_S$ egale în modul, paralele şi îndreptate în sensuri opuse, a căror rezultantă este nulă (fig. 6.50). Ele dau naştere la un cuplu care tinde să rotească momentul magnetic. Într-un cîmp magnetic neuniform asupra celor două sarcini magnetice acţionează două forţe $\mathbf{F}_N$ şi $\mathbf{F}_S$ inegale deoarece valorile locale ale lui $\mathbf{B}$ în punctele în care acestea se află sînt diferite. (fig. 6.51). Aceste forţe dau naştere la un cuplu şi la o forţă rezultantă diferită de zero.

Forţa exercitată de cîmpul magnetic neuniform determină modificarea traiectoriei atomilor prin sistemul de sortare. Astfel asupra atomilor de hidrogen aflaţi pe subnivelele $F=1$ $M_F=1$ şi $F=1$, $M_F=0$ se exercită forţe îndreptate înspre regiunile cu cîmp magnetic mai slab iar asupra celor de pe subnivelele $F=1$, $M_F=-1$ şi $F=0$, $M_F=0$ înspre regiunile cu cîmp mai puternic. Aceasta este o consecinţă a faptului că orice sistem fizic caută să ajungă în starea de energie minimă. Într-adevăr din fig. 6.47 se observă că energia subnivelelor $F=1$, $M_F=1$ şi $F=1$, $M_F=0$ se micşorează pentru cîmpuri magnetice slabe, iar cea a subnivelelor $F=$

$=1$, $M_F=-1$ și $F=0$, $M_F=0$ pentru cîmpuri magnetice puternice.

Cîmpul magnetic din dispozitivul de sortare este mai slab în regiunea centrală și mai puternic înspre regiunile extreme. În consecință, atomii de pe cele două subnivele superioare sînt menținuți în regiunea centrală, iar cei de pe cele două subnivele inferioare sînt deviați înspre regiunile extreme, de unde sînt absorbiți de pompa de vid. În acest mod înspre cavitate se pot propaga numai atomii de pe subnivelele superioare.

Datorită eficacității reduse a sistemului de sortare ciocnirile atomilor de hidrogen cu pereții cavității ar face imposibilă funcționarea maserului. Într-adevăr, printr-o asemenea ciocnire atomul de hidrogen revine pe nivelul inferior cedînd energia pereților cavității sub formă de căldură. Pentru a evita ciocnirile, în cavitatea rezonantă se introduce un balon de cuarț ai cărui pereți interiori sînt căptușiți cu un stat fin de parafină sau teflon. În general ciocnirile atomilor de hidrogen cu pereții interiori ai balonului modifică într-o măsură neglijabilă procesul de radiație a undelor electromagnetice.

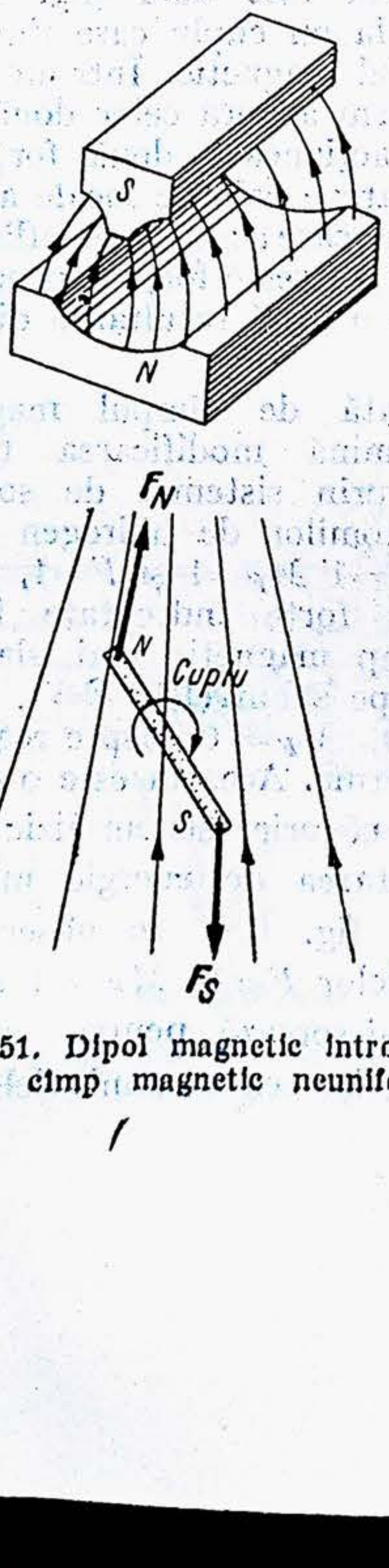


Fig. 6.51. Dipol magnetic introdus într-un cîmp magnetic neuniform

Pentru a se mări timpul petrecut de un atom în cavitate, balonul are un singur orificiu care servește atît pentru intrare cît și pentru ieșire. În acest caz un atom de hidrogen suferă un număr foarte mare de ciocniri pînă cînd reușește să iasă din balon. Alegînd în mod convenabil dimensiunile balonului și al orificiului se poate obține un timp de zbor prin cavitate în jur de o secundă.

S-ar părea că aceste ciocniri care determină ca atomul să aibă o traiectorie în zigzag ar produce o lărgire puternică a liniei spectrale prin efect Doppler. Dacă se aleg dimensiunile balonului mai mici decît lungimea de undă atunci datorită faptului că ciocnirile cu pereții interiori nu modifică

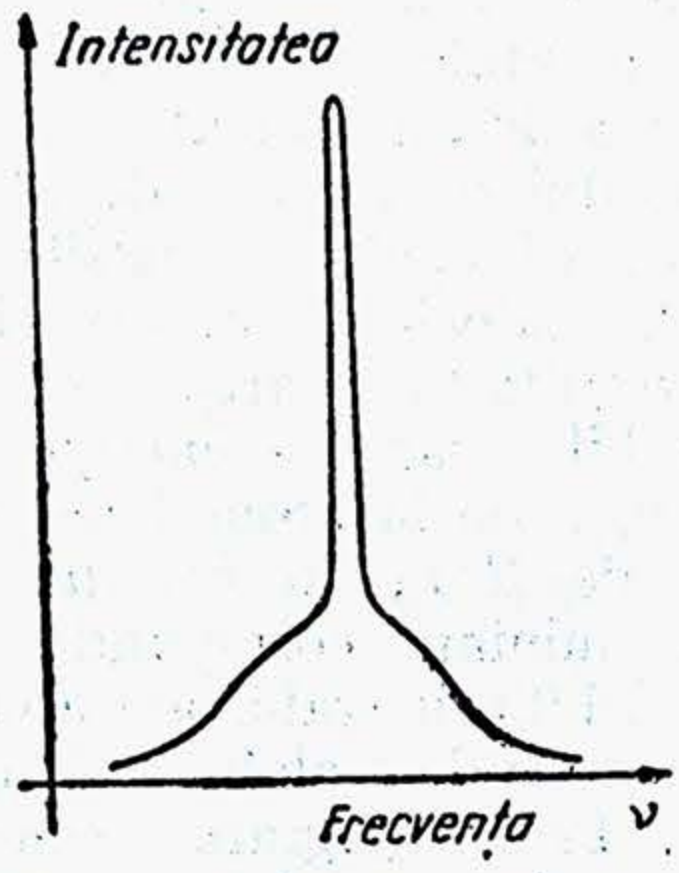


Fig. 6.52. Linia spectrală a maserului cu hidrogen

procesul de emisie, rezultă că situaţia este identică cu cea din cazul în care fasciculul ar străbate succesiv mai multe cavităţi rezonante. Într-adevăr să considerăm un atom care traversează balonul de-a lungul unei traectorii oarecari. Aceasta corespunde traversării unei prime cavităţi rezonante. După ciocnire atomul are o nouă traectorie. Acesta corespunde tranversării unei a doua cavităţi rezonante ş.a. m.d. Se aplică astfel forma liniei spectrale din fig. 6.52 în care „piedestalul" este determinat de efectul Doppler.

Cea mai importantă cauză care produce variaţia frecvenţei de oscilaţie a maserului cu hidrogen este determinată de cîmpurile magnetice parazite care determină modificarea intervalului energetic dintre nivelele utilizate. Pentru micşorarea acestor efecte cavitatea rezonantă este ecranată magnetic.

6.3.3. MASERUL CU AMONIAC

Maserul cu amoniac a fost din punct de vedere istoric primul dispozitiv în care s-a obţinut amplitudinea şi generarea undelor electromagnetice prin emisie stimulată.

Formula amoniacului este NH_3. Structura moleculei de amoniac este reprezentată în fig. 6.53. Cei trei atomi de hidrogen formează un plan iar atomul de azot se află pe dreapta perpendiculară pe planul atomilor de hidrogen care trece prin centrul triunghiului format de aceştia. Amoniacul are deci o structură piramidală. Dreapta care trece prin atomul de azot şi este perpendiculară pe planul atomilor de hidrogen este axa de simetrie a moleculei.

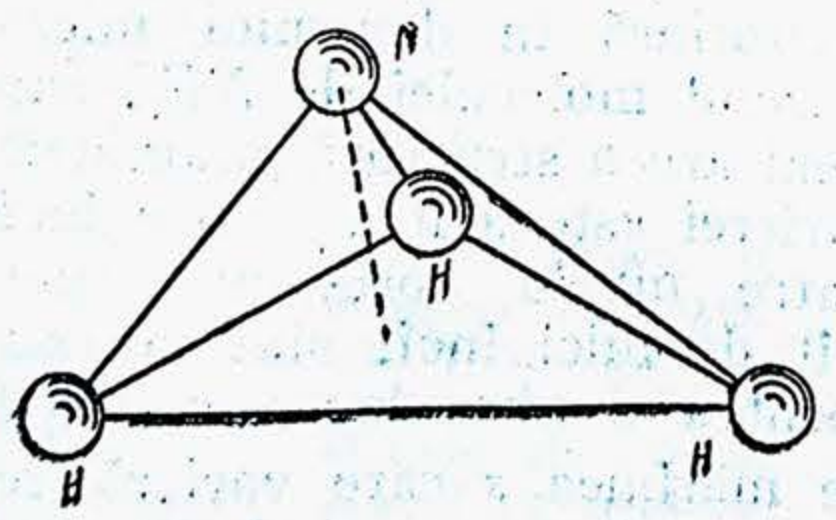


Fig. 6.53. Structura moleculei de amoniac

Molecula de amoniac avînd o strucutră mai complexă are o mişcare de vibraţie mai complicată. Ca şi în cazul moleculei de bioxid de carbon determinăm modurile fundamentale de vibraţie. Se demonstrea-

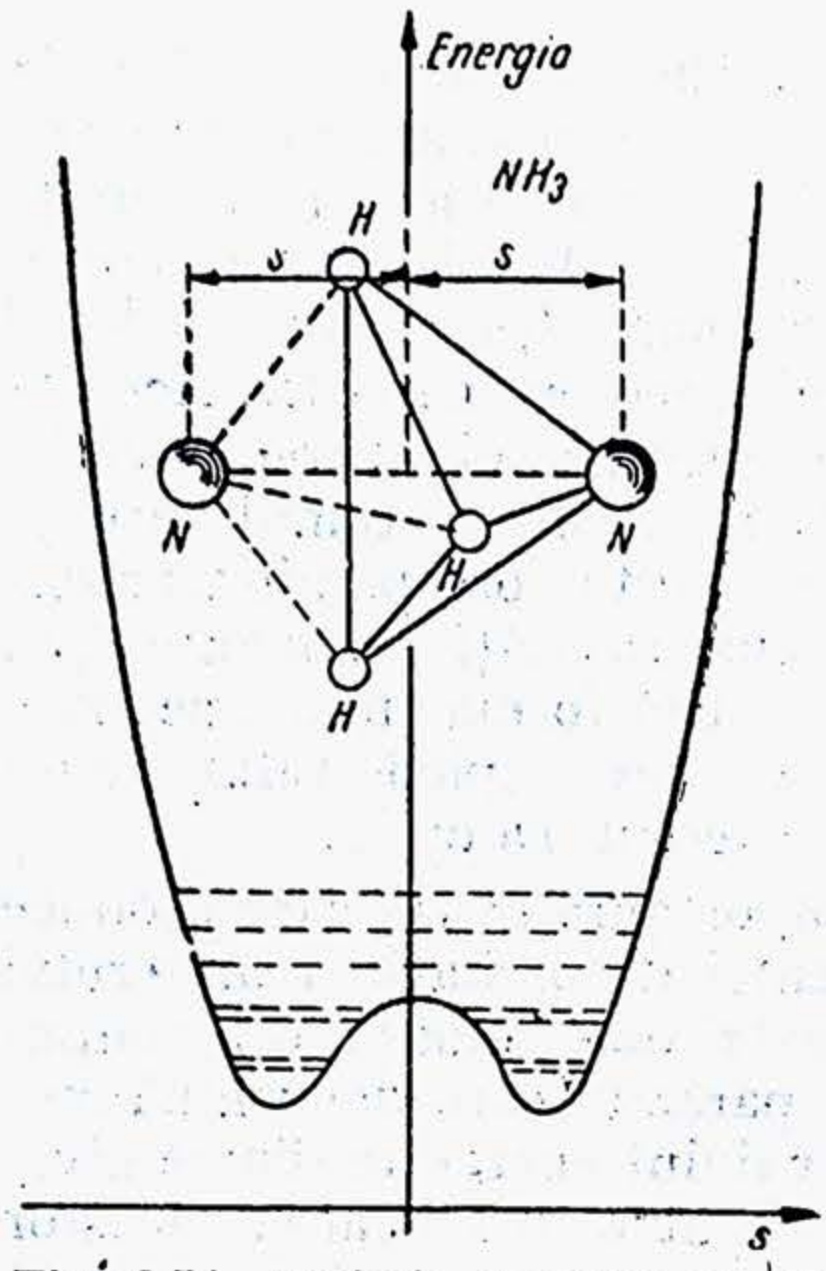


Fig. 6.54. Variația energiei cu distanța dintre atomul de N și planul atomilor de H și nivelele energetice ale moleculei de NH_3

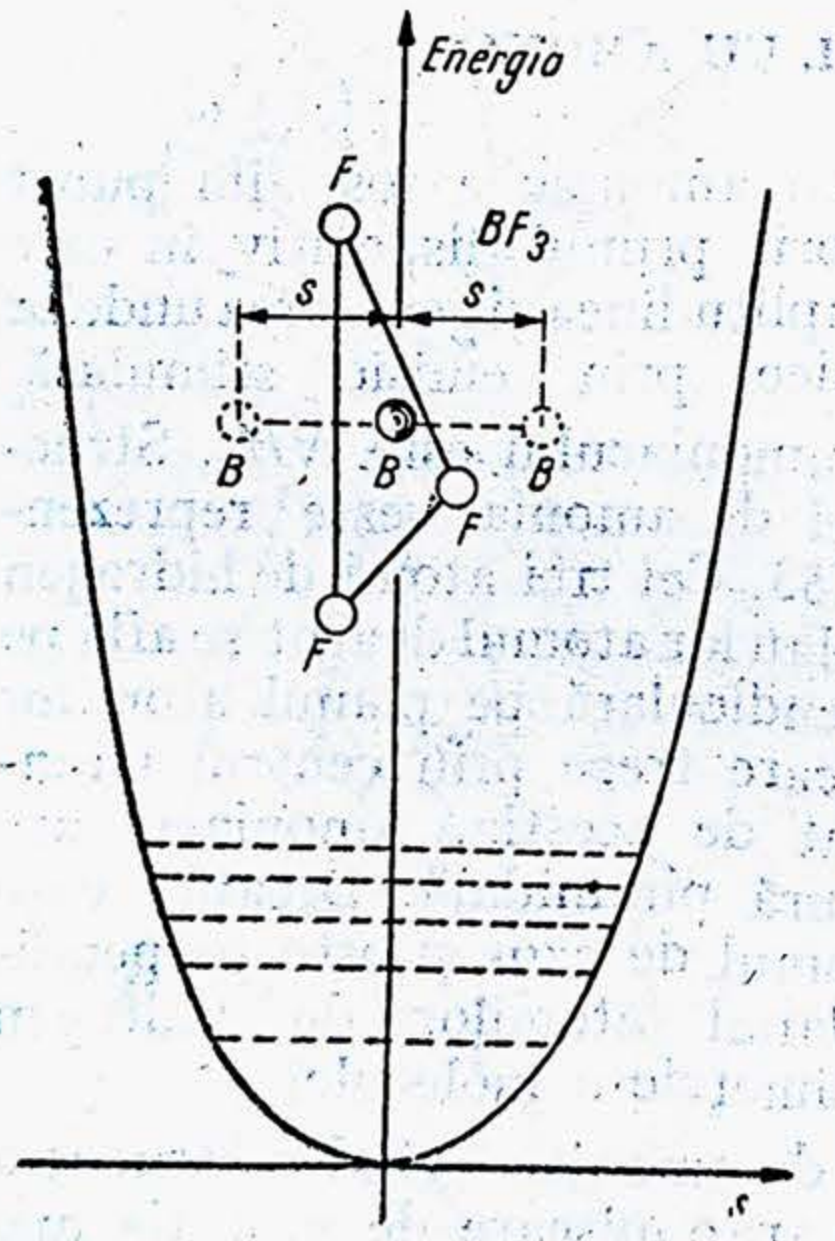


Fig. 6.55. Variația energiei cu distanța dintre atomul de B și planul atomilor de F și nivelele energetice ale moleculei de BF_3

ză în cazul moleculei de amoniac există 4 moduri fundamentale de vibrație.

Unul din modurile fundamentale constă în vibrația atomului de N față de planul atomilor de H, de-a lungul axei de simetrie a moleculei. Prin analogie cu situația de la molecula de H_2, rezultă că deoarece molecula de NH_3 este stabilă, variația energiei potențiale cu distanță de la atomul de N la planul atomilor de H are forma din fig. 6.54. Cele două minime corespund celor două poziții de echilibru stabil ale atomul lui de N, de o parte și de cealaltă a planului atomilor de H. Prin integrarea ecuației lui Schrödinger se obțin nivelele energetice desenate cu linii întrerupte.

Pentru comparație s-a considerat și cazul moleculei de BF_3 care o structură planară, toți cei 4 atomi fiind situați în același plan. În acest caz curba de variație a energiei potențiale are un singur minim corespunzător situației în care atomul de B se află în planul atomilor de F (fig. 6.55).

Din observarea nivelelor energetice corespunzătoare celor două molecule se deduce că în cazul amoniacului, prezența barierii de potențial care separă cele două regiuni de minim determină o despicare a fiecărui nivel corespunzător absenței barierii în cîte două nivele. Distanța dintre aceste nivele este determinată de înălțimea barierei de potențial care separă cele 2 minime. În cazul amoniacului, această barieră are o înălțime moderată astfel încît frecvența tranzițiilor între aceste nivele este cuprinsă în domeniul microundelor. În cazul moleculei de NF_3, care are de asemeni are o structură piramidală, înălțimea barierei este atît de mare încît separarea între nivele corespunde unei frecvențe atît de mici încît sînt necesari cîțiva ani pentru a avea loc o oscilație.

Deoarece mărimea s care variază reprezintă distanța dintre atomul de azot și planul atomilor de hidrogen, rezultă

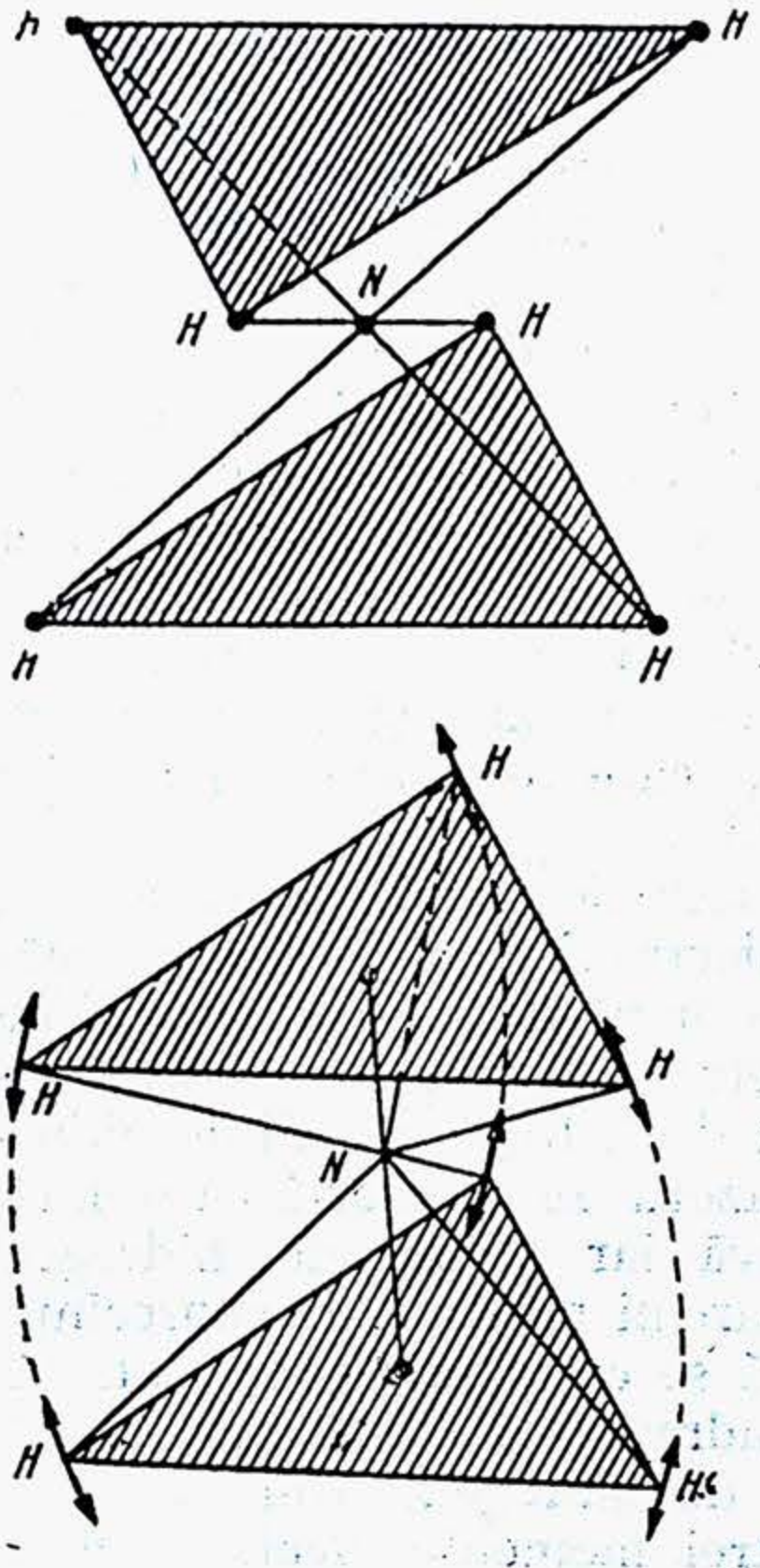


Fig. 5.56. Vibrația moleculei de NH_3 corespunzătoare tranzițiilor de inversiune:
a — operația de inversiune și *b* — mișcarea de vibrație

Fig. 6.57. Norul de probabilitate rezultat prin suprapunerea orbitalului 1*s* al unui atom de *H* și unul din orbitalul 2*p* al atomului de *N*

că în cazul acestei mișcări de vibrație, atomul poate să oscileze atît de o parte a planului atomilor de hidrogen cît și de partea cealaltă. O asemenea mișcare de vibrație este posibilă numai dacă atomul de azot reușește să traverseze bariera de potențial. Această mișcare nu poate să apară în mecanica clasică din considerente energetice. În mecanica cuantică mișcarea este posibilă datorită efectului tunel. Într-adevăr, s-a arătat că prin acest efect o particulă poate să traverseze o barieră de potențial de înălțime superioară energiei sale. Deoarece cele două forme ale moleculei de amoniac se obțin prin inversiune geometrică, cele 2 nivele au cătătat denumirea de *nivele de inversiune* (fig. 6.56).

Molecula de amoniac are un moment electric permanent nenul. Pentru a pune în evidență existența momentului electric permanent trebuie să studiem orbitali electronilor din molecula de amoniac.

Atomul de azot are structura electronică N: $1s^2 2s^2 2p^3$, iar atomii de hidrogen au structura H: $1s^1$. Legăturile dintre atomul de azot și atomii de hidrogen implică deci orbitali 1*s* ai atomilor de hidrogen și orbitali 2*p* ai atomului de azot.

Unghiurile pe care îl fac între ele dreptele care unesc atomul de azot cu atomii de hidrogen sînt de 105°. Pentru raționamentele calitative care urmează putem să considerăm că aceste unghiuri sînt egale cu 90°. În consecință cele trei drepte care unesc atomul de azot cu cei trei atomi de hidrogen sînt perpendiculare între ele astfel încît pot fi alese drept axe de coordonate. Cei trei electroni ai azotului de pe subpătura 2*p* au fiecare cîte un orbital îndreptat de-a lungul axei de coordonate respective către atomul de hidrogen, Suprapunerea dintre un orbital 2*p* al atomului de azot și un orbital 1*s* al atomului de hidrogen poate fi urmărită cu ajutorul fig. 6.57.

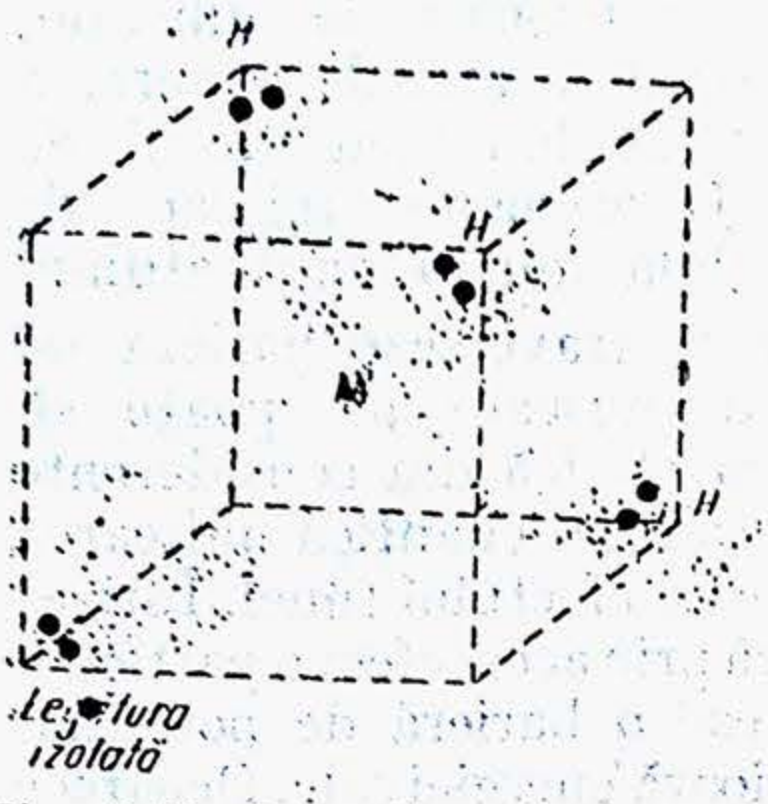


Fig. 6.58. Repartizarea electronilor de valență în molecula de NH_3

Existența atomilor de hidrogen perturbă și orbital 2*s* al atomului de azot pe care se află 2 electroni. Repulsia electrostatică dintre perechile de electroni care formează legăturile dintre atomul de azot și atomii de hidrogen determină ca cei doi electroni de pe orbitalul 2*s* al atomului de azot să se orienteze în regiunea opusă acestora. Se formează astfel structura reprezentată în fig 6.58 caracterizată prin trei perechi de electroni care realizează legăturile moleculei de amoniac și o pereche de electroni izolați care formează așa numita legătură izolată.

Studiind această figură observăm că perechile de electroni care formează legăturile dintre atomul de azot și atomii de hidrogen își petrec un timp mai lung lîngă atomul de azot decît lîngă atomii de hidrogen. Ca atare azotul se comportă ca o mică sarcină negativă iar atomii de hidrogen ca niște mici sarcini pozitive. În consecință fiecare legătură se caracterizează printr-un dipol electric îndreptat de la atomul de azot înspre atomul de hidrogen. Adunînd vectorial aceste trei momente electrice obținem momentul lor rezultant. Momentul lor rezultant este perpendicular pe planul atomilor de hidrogen.

Perechea izolată de electroni care nu participă la formarea legăturii se caracterizează și ea într-un moment electric a cărui direcție este perpendiculară pe planul atomilor de hidrogen. Adunînd acest moment cu momentul rezultant al momentelor celor trei legături obținem momentul total al moleculei de amoniac (fig. 6.59).

Schema maserului cu amoniac este reprezentată în fig. 6.60.

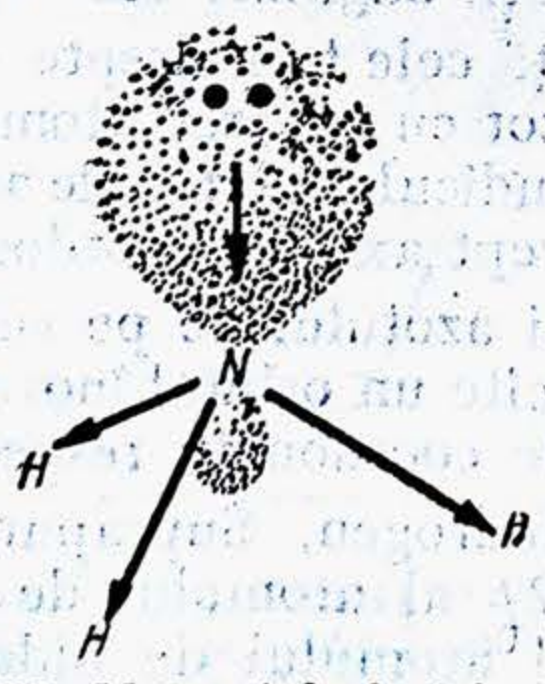


Fig. 6.59. Momentul electric dipolar al moleculei de NH_3

Sursa fasciculului reprezintă în esență un balon conectat la un recipient în care se află amoniac gazos la o presiune relativ ridicată. Moleculele ies din balon printr-o serie de deschizături care asigură formarea unui fascicul suficient de intens de molecule, de obicei de ordinul a 10^{18} molecule/

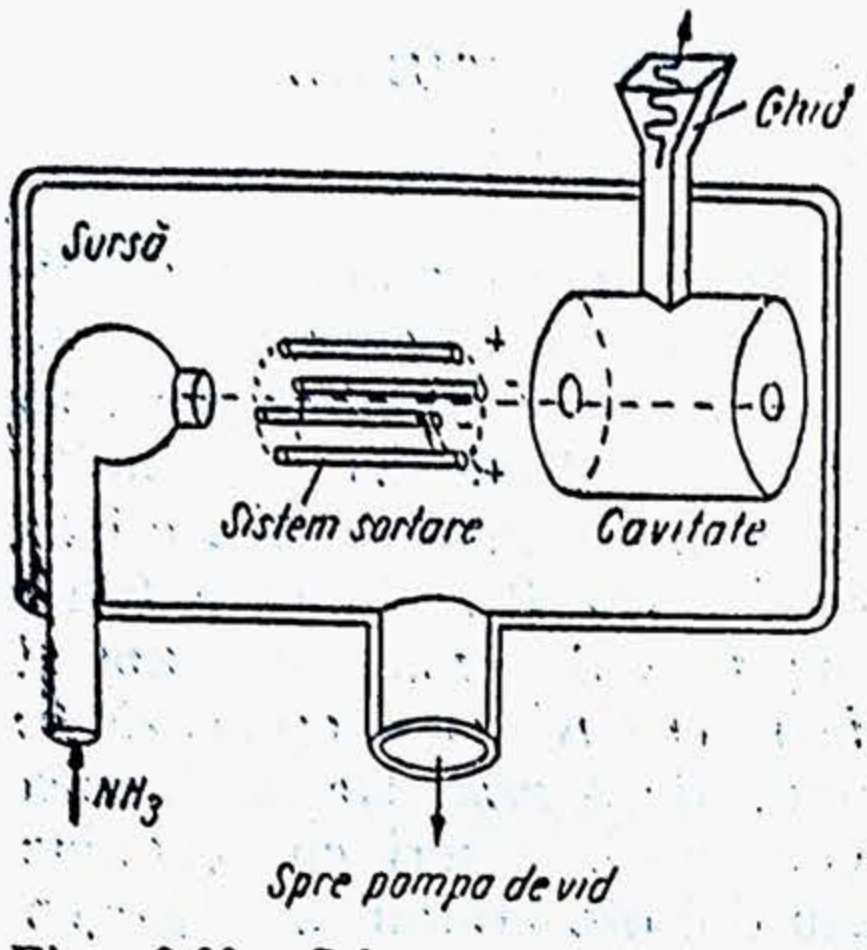


Fig. 6.60. Schema maserului cu amoniac

secundă. Sursa împreună cu celelalte părţi componente ale maserului sînt introduse într-o incintă vidată răcită la temperatura azotului lichid. Pompa de vid absoarbe atît moleculele care părăsesc cavitatea rezonantă cît şi moleculele care din diferite motive nu au pătruns în cavitate.

Sursa debitează un fascicul de molecule care reprezintă în fond un sistem caracterizat prin cele două nivele de inversiune în care evident numărul moleculelor de pe nivelul superior este mai mic decît cel de pe nivelul inferior. Apare deci necesitatea îndepărtării din fascicul a moleculelor care se află pe nivelul inferior. Sortarea moleculelor după stările energetice se realizează prin interacţiunea acestora cu un cîmp electric neuniform, printr-un proces analog celui de la maserul cu hidrogen. Posibilitatea utilizării acestei metode este dată de faptul că molecula de amoniac posedă un moment electric permanent. Cîmpul electric neuniform este creat cu ajutorul unui condensator cuadrupolar. Condensatorul cuadrupolar reprezintă în esenţă un ansamblu format din patru bare conductoare între care se aplică tensiunii continuu înalte cu polarităţile indicate în fig. 6.61. Se observă că geometria dispozitivului asigură o neuniformitate puternică a cîmpului electric.

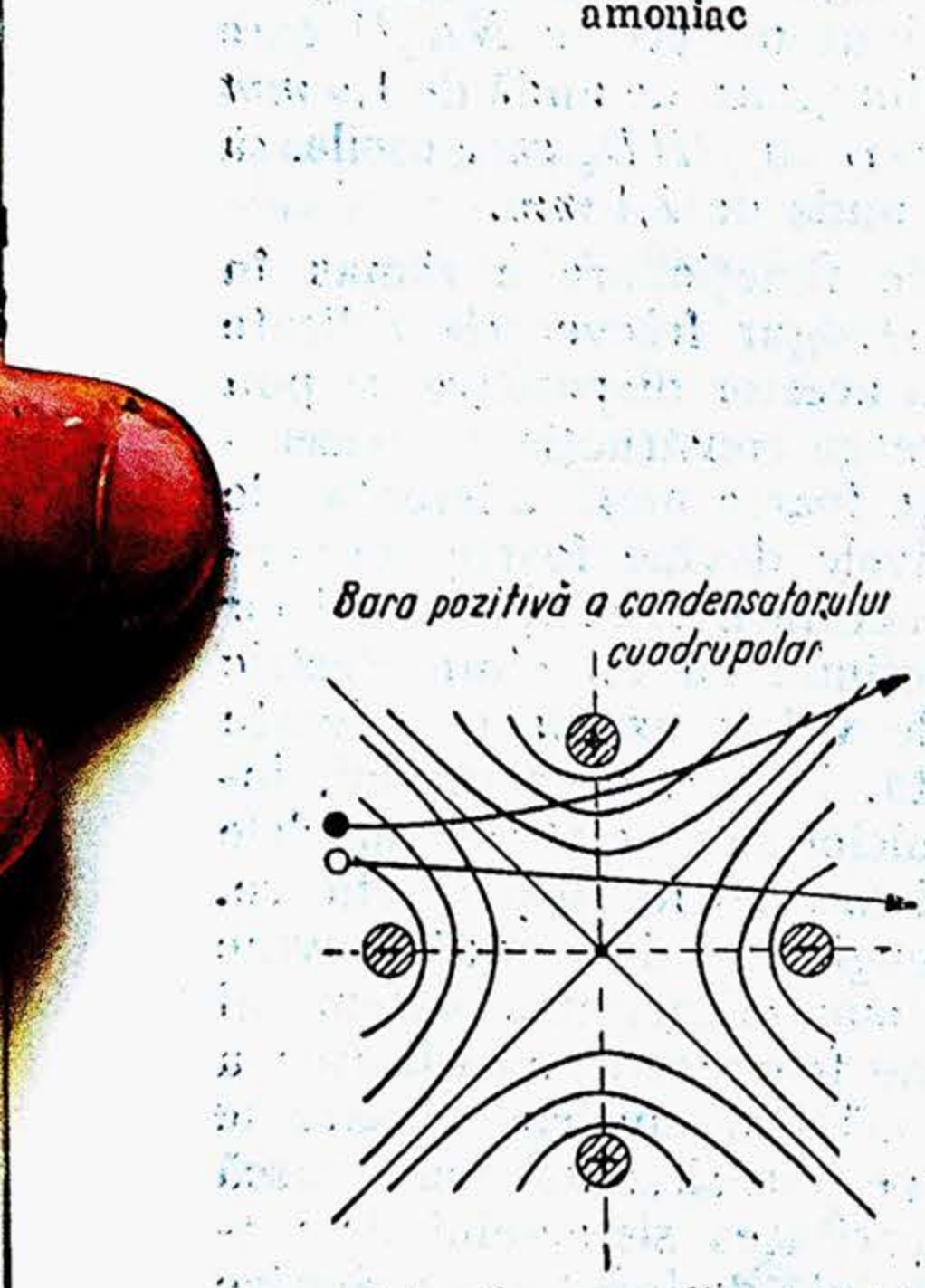

Bara pozitivă a condensatorului cuadrupolar
● Moleculă care se află pe nivelul inferior
○ Moleculă care se află pe nivelul superior.

Fig. 6.61. Cîmpul electric creat de sistemul de sortare şi traiectoriile moleculelor de NH_3 de pe cele două nivele de inversiune

Sistemul de sortare asigură ca în cavitate să pătrundă practic numai moleculele de pe nivelul superior de inversiune.

Cavităţile rezonante utilizate sînt de obicei de formă cilindrică. Dintre modurile de oscilaţie posibile cele mai utilizate sînt modurile TM_{011} şi TM_{011}, pentru care cavitatea are coeficienţii de calitate cei mai mari.

Cavitatea este astfel proiectată încît să rezoneze pe frecvenţa de $23870{,}14 \cdot 10^6$ *Hz* corespunzătoare tranziţiilor dintre aşa numitele *nivele de inversiune 3—3*.

6.3.4. GENERATOARE MOLECULARE CU ALTE SUBSTANȚE

Alături de maserii cu amoniac și hidrogen au mai fost construiți generatori moleculari și cu alte substanțe care funcționează în domeniul undelor milimetrice și submilimetrice. Astfel au fost construiți maseri cu fascicol de *formaldehidă* (CH_2O) care funcționează pe lungimea de undă de 4 *mm* și cu *acid cianhidric* (HCN) care oscilează pe lungimea de undă de 3 *mm*. De asemenea au mai fost construiți maseri cu amoniac în care unul sau doi din atomii de hidrogen au fost înlocuiți cu atomi de hidrogen greu. Astfel, s-au obținut maseri cu NH_2D care funcționează pe lungimea de undă de 1,9 *mm* și 2,6 *mm* și maseri cu NHD_2 care oscilează pe lungimea de undă de 2,1 *mm*.

Principiul de funcționare a rămas în esență același. Desigur frecvențele ridicate de funcționare a acestor dispozitive își pun ampreta pe întreaga construcție a maserului. La frecvențe foarte mari diferența de energie între nivele devine foarte pronunțată. Ca atare, modificarea energiei nivelelor în urma interacțiunii cu un cîmp electric sau magnetic de valori uzuale este foarte puțin pronunțată. În aceste condițiuni, focalizarea particulelor care se află pe nivelele energetice superioare este foarte puțin eficace. Astfel dacă lungimea de undă devine mai mică de 1 *mm* eficacitatea sistemului de sortare devine foarte mică. Utilizarea a mai mult de două din nivelele pe care le are particulele permite să se îmbunătățească foarte mult eficacitatea sistemului de sortare al cărui principiu de funcționare rămîne același.

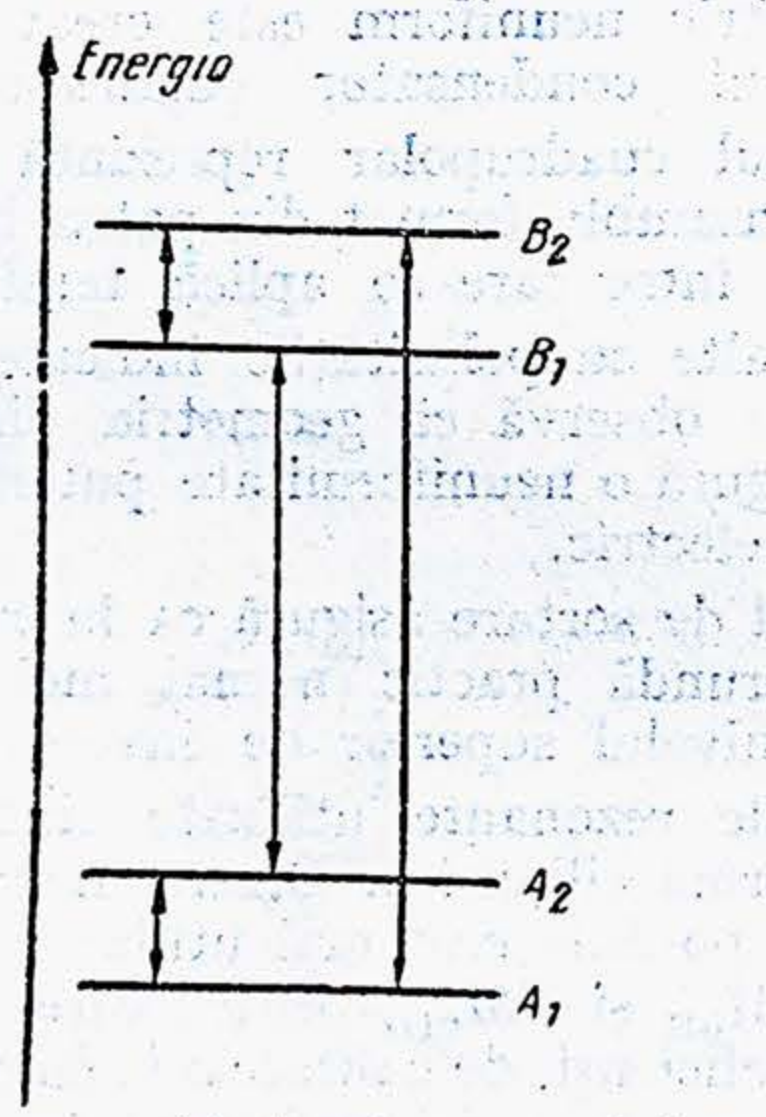


Fig. 6.62. Nivelele energetice utilizate pentru realizarea inversiunii populațiilor la generatoarele moleculare care funcționează în domeniul undelor submilimetrice

Să considerăm de exemplu un sistem de particule cu patru nivele energetice A_1, A_2, B_1 și B_2 reprezentate în fig. 6.62. Între aceste nivele tranzițiile permise sînt : A_1—A_2, B_1—B_2, B_1—A_2 și B_2—A_1. Tranzițiile între nivelele A_1—A_2 și respectiv între

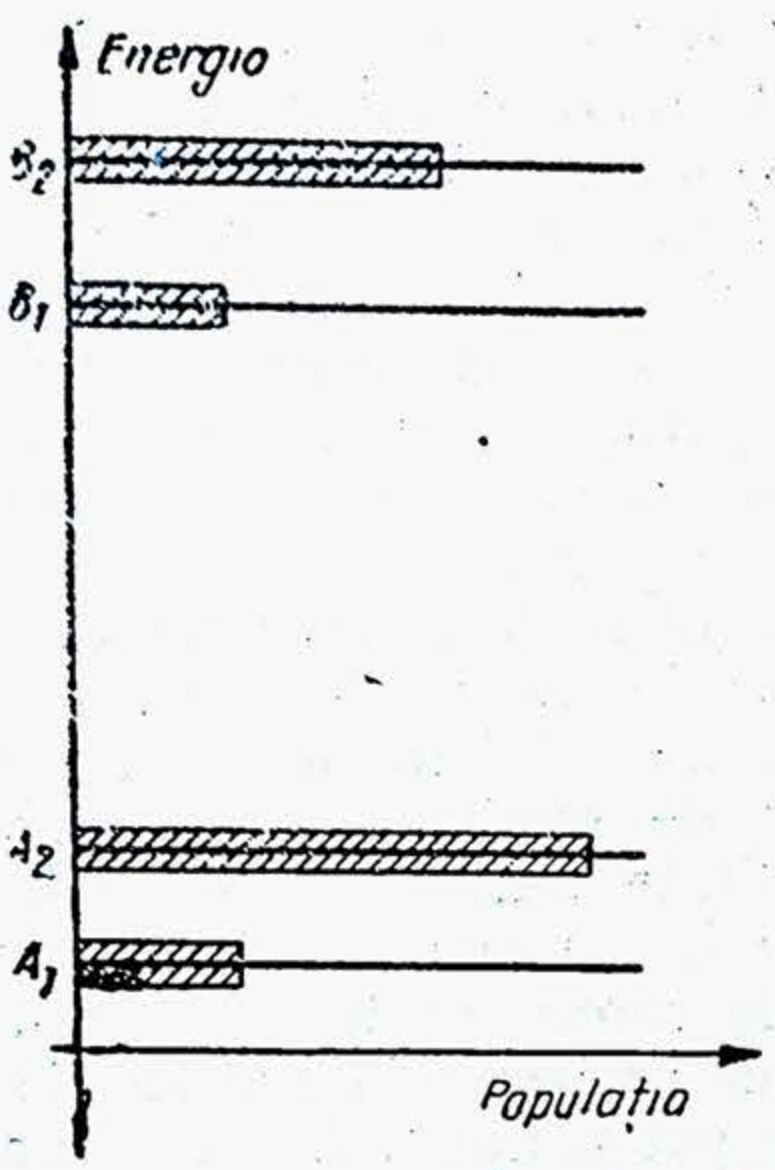


Fig. 6.63. Populațiile nivelelor energetice după ce sistemul a străbătut dispozitivul de sortare

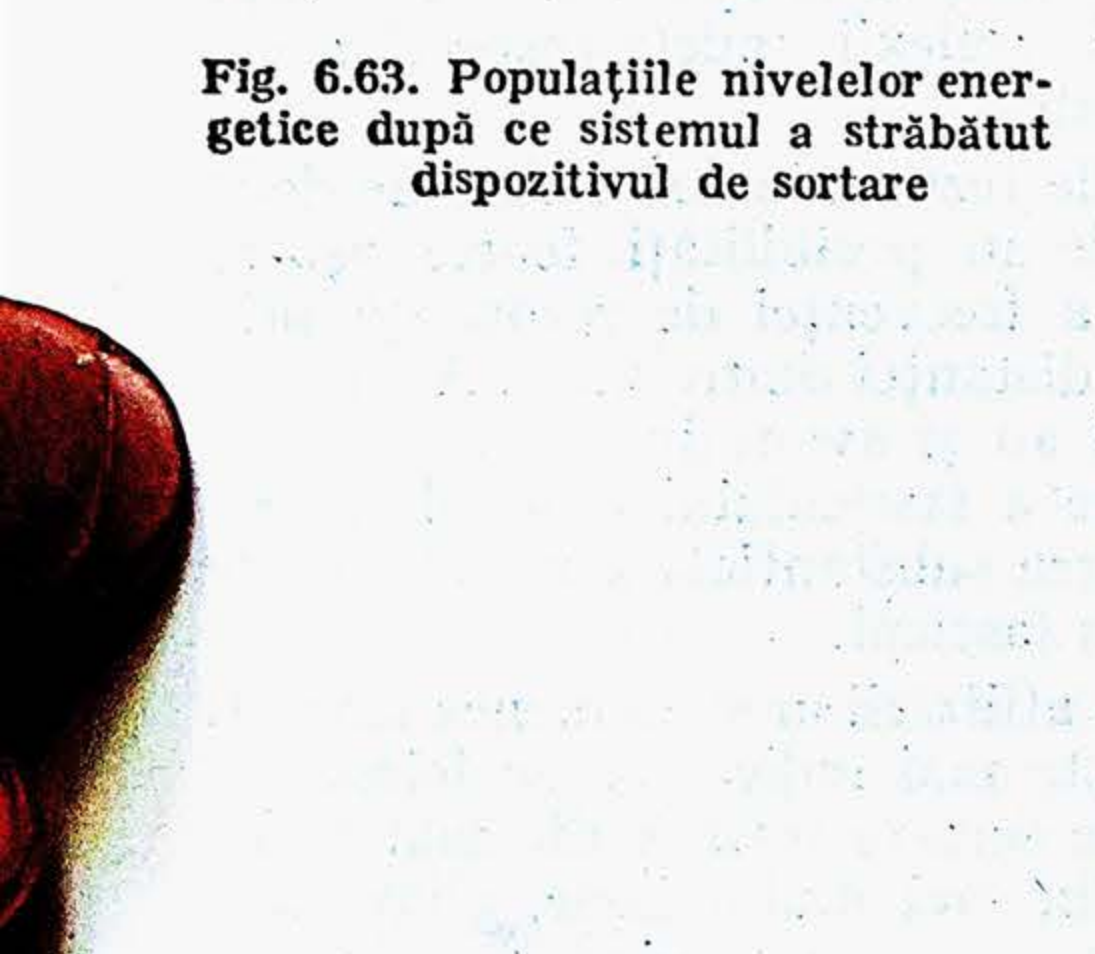


Fig. 6.64. Cavități rezonante utilizate în domeniul lungimilor de undă submilimetrice

nivelele B_1—B_2 le corespund frecvențe situate în domeniul centrimetrice, iar celorlaltor tranziții frevențe situate în domeniul undelor submilimetrice. Să trecem un fascicul de molecule cu o asemenea structură a nivelelor energetice printr-un sistem de sortare ca cel al maserului cu amoniac. Datorită diferenței mari între energiile celor două grupe de nivele A_1 și A_2 și respectiv B_1 și B_2 precum și eficacității reduse a sistemului de sortare, moleculele de pe nivelele A_1 și A_2 și respectiv B_1 și B_2 să se comporte ca niște sisteme de particule independente. Diferența mică între energiile acestor nivele determină ca sistemul de sortare să lucreze eficace în cadrul fiecărui sistem de particule. La ieșirea din sistemul de sortare moleculele se vor afla cu precădere pe nivelele energetice superioare din cadrul fiecărui grup de nivele, adică pe nivelele A_2 și B_2. Ca atare populația nivelului A_1 se micșorează iar cea a nivelului B_2 se mărește. Mărirea populației nivelului B_2 simultan cu micșorarea populației nivelului A_1 crează astfel inversiunea populațiilor între aceste două nivele avînd în vedere că tranziție între nivelele B_2 și A_2 este interzisă (fig. 6.63). Inversiunea populațiilor se mai obține însă și între nivelele A_2 și A_1 și respectiv B_2 și B_1. Pentru ca generatorul să funcționeze numai pe frecvența tranzițiilor între nivelele B_2 și A_1 utilizăm o cavitate rezonantă care să oscileze doar pe această frecvență. Selectarea acestei frecvențe de frecvențele tranzițiilor A_2—A_1 și respectiv B_2—B_1 este relativ ușoară, avînd în vedere că prima este situată în domeniul undelor submilimetrice, pe cînd ultimele două sînt în domeniul undelor centrimetrice.

Construcția cavităților rezonante care să funcționeze în domeniul undelor submilimetrice este foarte dificilă avînd în vedere că dimensiunile acesteia trebuie să fie comparabile cu lungimea de undă și că trebuesc realizate cu un înalt grad de precizie. Din această cauză în construcția generatorilor

moleculari care funcţionează în domeniul undelor submilimetrice se utilizează în exclusivitate cavităţi rezonante deschise realizate sub formă a două plăci metalice, plan paralele (fig. 6.64). Modul de oscilaţie al unei asemenea cavităţi este simplu. În spaţiul dintre cele două plăci metalice se formează unde electromagnetice staţionare care se propagă dealungul unor direcţii perpendiculare şi a căror frecvenţă satisface condiţia de rezonanţă conform căreia distanţa dintre plăci trebuie să fie un multiplu întreg de semilungimi de undă. Factorul de calitate pentru aceste moduri de oscilaţii este foarte mare. Celelalte moduri de oscilaţie corespunzătoare unor direcţii înclinate de propagare a undelor electromagnetice nu pot să apară deoarece după un număr de reflexii undele respective părăsesc cavitatea.

Cavităţile rezonante sub formă de două plăci paralele au posibilităţi foarte uşoare de variaţie a frecvenţei de rezonanţă prin modificarea distanţei dintre plăci. Asemenea cavităţi mai au şi avantajul unei circulaţii foarte uşoare a fasciculului molecular, permiţînd mărirea substanţială a numărului de particule din fascicul.

În cazul utilizării unei asemenea cavităţi rezonante este mai indicat să se folosească un sistem de sortare format din mai multe cadre sau din mai multe inele, alimentate cu tensiunile cu polarităţile indicate în fig. 6.65. Funcţionarea sistemului de sortare rămîne în esenţă acelaşi, modificîndu-se numai modul cum a fost creat cîmpul electric neuniform.

Generatoarele moleculare datorită stabilităţii înalte a frecvenţei generate se utilizează în calitate de standarde de frecvenţe şi de timp. Asupra acestor probleme se va reveni în cap. VII la studiul etaloanelor cuantice de timp.

Fig. 6.65. Dispozitivul de sortare al unui generator care funcţionează în domeniul lungimilor de undă submilimetrice

Capitolul 7

METROLOGIE CUANTICA

Radioelectronica cuantică ne pune la dispoziție metode foarte elegante de măsurare a unor mărimi fizice, cu o înaltă precizie, care în unele cazuri nu poate fi obținută prin alte mijloace. În cele ce urmează vom prezenta principiile de funcționare ale *etaloanelor cuantice de timp*, *magnetometrelor cuantice*, *giroscoapelor nucleare* și *debitmetrelor de rezonanță magnetică nucleară*.

7.1. ETALOANE CUANTICE DE TIMP

7.1.1. MĂSURAREA TIMPULUI

Măsurarea timpului are o lungă istorie. Nu vom prezenta această problemă, cu toate că ea este foarte interesantă, deoarece ilustrează spiritul de inventivitate al oamenilor de-alungul veacurilor de a găsi metode cît mai perfecționate de măsură a timpului. Elaborarea unei metode de determinare a timpului constă în alegerea unui fenomen periodic, a cărei frecvență de repetiție să fie cît mai puțin influențată de factori perturbatori exteriori și construirea pe baza acestora a unui dispozitiv denumit *etalon*.

Actualmente, cele mai perfecționate etaloane de timp sînt cele oferite de către electronica cuantică, denumite *etaloane cuantice* sau *ceasuri atomice*.

Aceste etaloane utilizează pentru măsurarea timpului, undele electromagnetice emise sau absorbite de către atomii sau moleculele care execută tranziții între anumite nivele energetice. Evident pentru a se realiza un etalon cît mai precis trebuie să se utilizeze două nivele a căror energie să fie

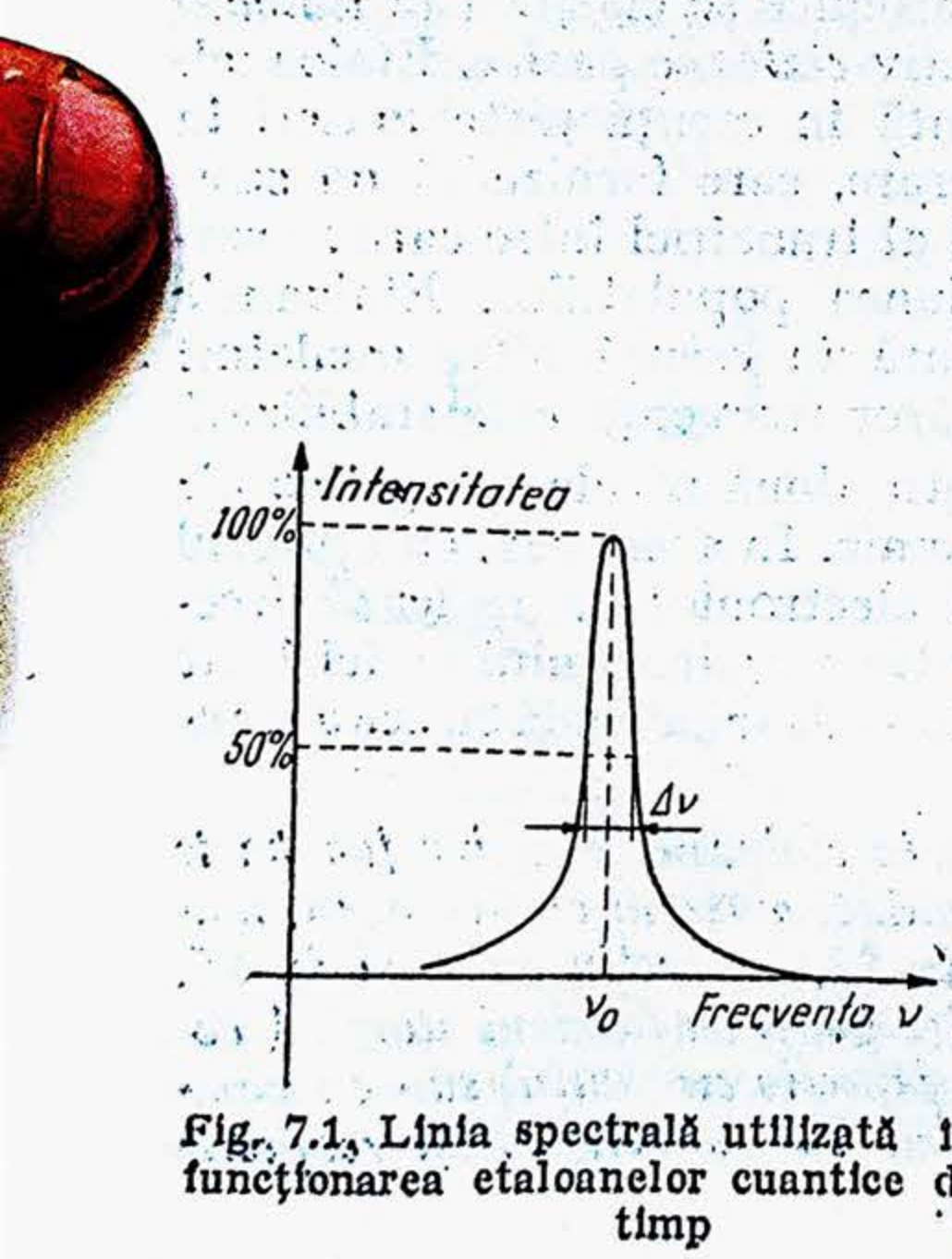


Fig. 7.1. Linia spectrală utilizată în funcționarea etaloanelor cuantice de timp

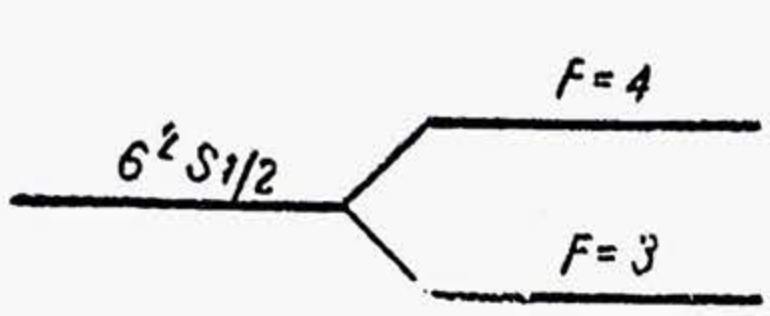


Fig. 7.2. Starea funuamentală a atomului de cesiu — 133

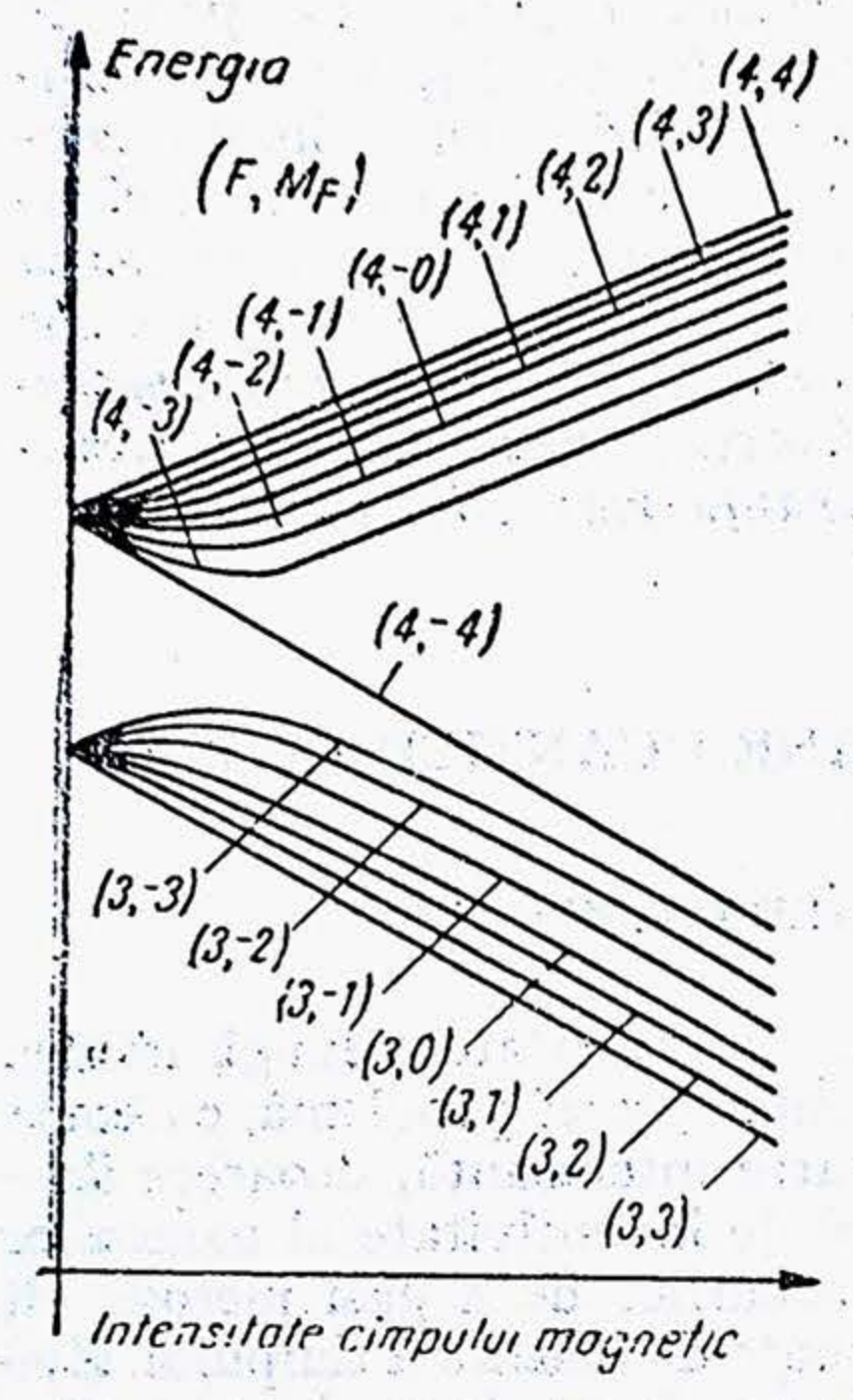


Fig. 7.3. Despicarea Zeeman a nivelelor energetice ale atomului de cesiu — 133 în funcţie de intensitatea cîmpului magnetic

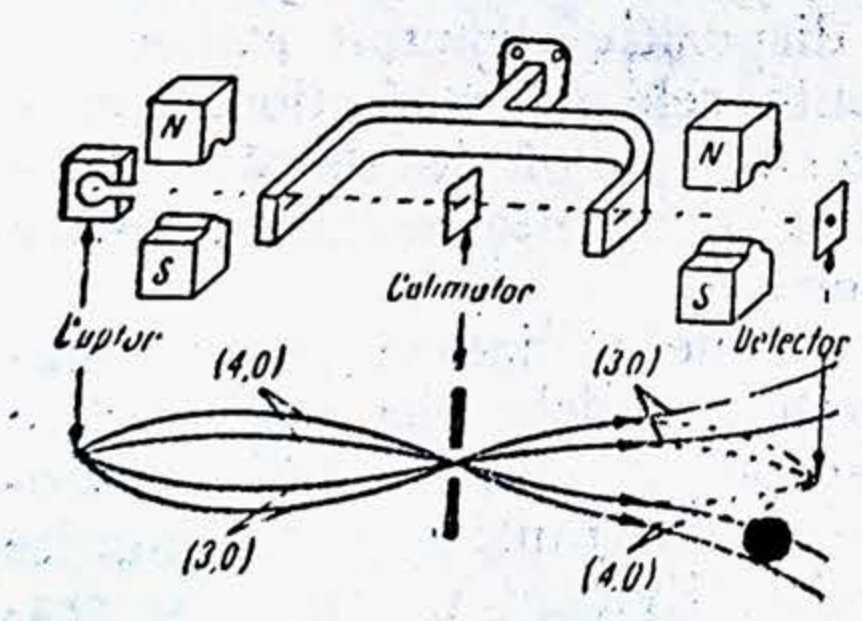


Fig. 7.4. Schema unui ceas atomic cu cesiu

cît mai puţin influenţată de factorii exteriori perturbatori, iar linia spectrală corespunzătoare să aibă o semilărgime spectrală relativă $\Delta\nu/\nu_0$ cît mai mică şi o intensitate cît mai mare (fig. 7.1.). Frecvenţa centrală ν_0 a liniei spectrale trebuie să fie situată în domeniul microundelor pentru a se putea utiliza metodele foarte precise de prelucrare a semnalului furnizat de către sistemul atomic, metode puse la dispoziţie de electronica modernă.

Aceste condiţii restrictive elimină o bună parte din liniile spectrale existente în domeniul microundelor. Mai rămîn doar unele linii din spectrul moleculelor unor gaze, precum şi cele determinate de structura hiperfină a stării fundamentale a unor atomi, care au spinul nuclear diferit de zero. Din prima categorie fac parte, de exemplu, nivelele de inversiune ale moleculei de amoniac, iar din cea de a doua cele două nivele hiperfine ale stării fundamentale a hidrogenului, nivele care sînt utilizate în funcţionarea maserului cu amoniac, respectiv cu hidrogen.

Ceasurile atomice se clasifică în *etaloane active* şi respectiv *etaloane pasive*. Etaloanele active reprezintă în esenţă nişte maseri în regim de generare, care furnizează un semnal egal cu cel al tranziţiei între care se realizează inversiunea populaţiilor. Etaloanele pasive reprezintă în esenţă nişte oscilatori electronici a căror frecvenţă este stabilizată de tranziţia între două nivele energetice ale unui sistem atomic. În acest caz, cu ajutorul unei instalaţii electronice se reglează frecvenţa de oscilaţie a oscilatorului astfel încît aceasta să fie întotdeauna egală cu cea a tranziţiei.

Din categoria etaloanelor active fac parte maserul cu amoniac, maserul cu hidrogen, maserul cu rubidiu-87, respectiv cu rubidiu-85. Etaloanele pasive pot fi cu fascicul atomic (ceasul cu cesiu şi respectiv cu thaliu) sau cu pompaj optic (ceasul cu rubidiu-87 şi respectiv cu rubidiu-85).

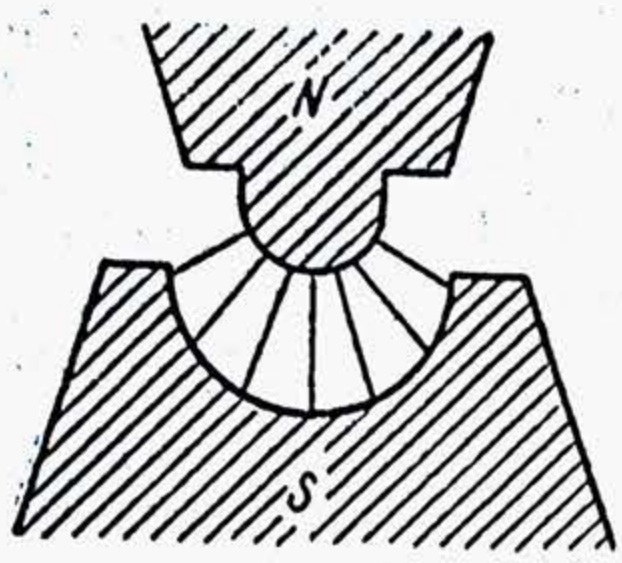


Fig. 7.5. Forma polilor care creează cîmpul magnetic neuniform

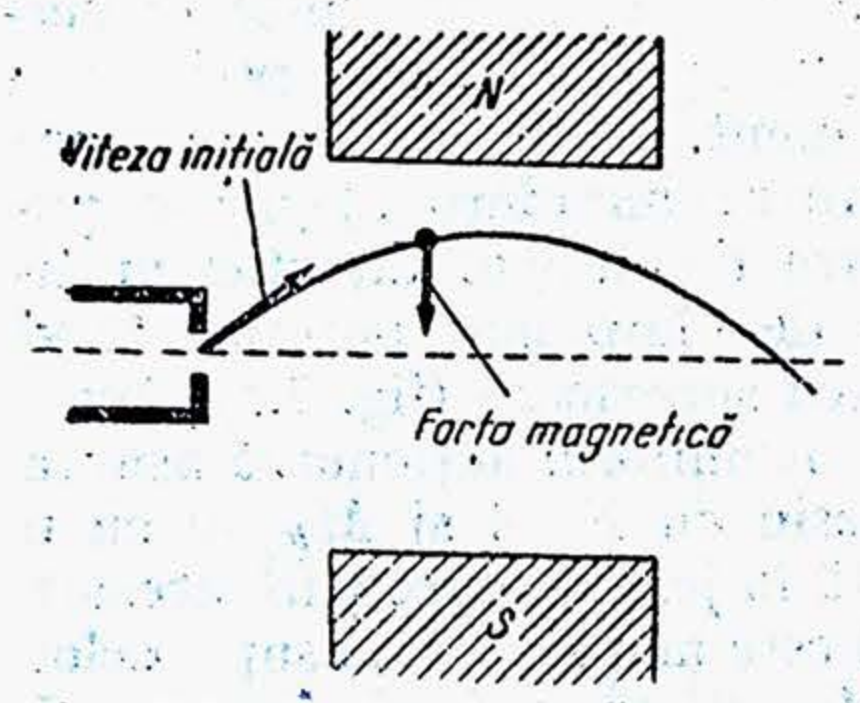


Fig. 7.6. Traiectoria atomilor de cesiu în cazul în care viteza inițială și forța exercitată de cîmpul magnetic neuniform sînt îndreptate în sensuri contrare

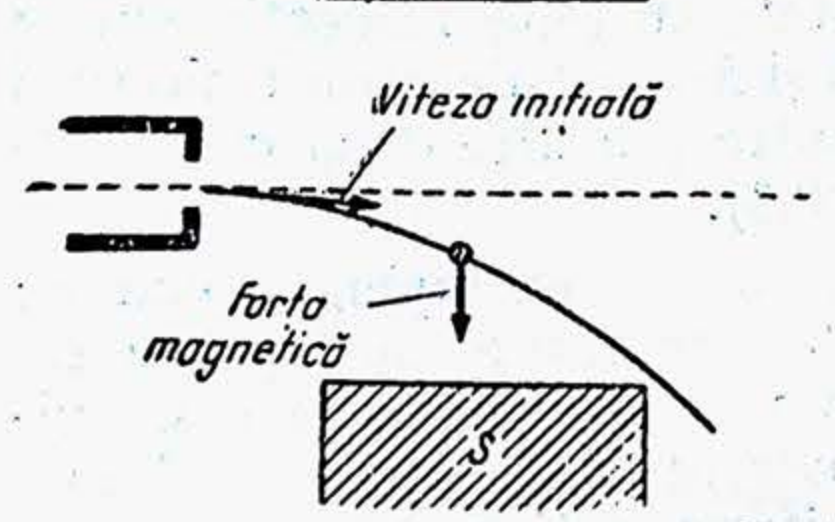


Fig. 7.7. Traiectoria atomilor de cesiu în cazul în care viteza inițială și forța exercitată de cîmpul magnetic neuniform sînt îndreptate în același sens

În cele ce urmează vom descrie aceste tipuri de etaloane de timp, bineînțeles cu excepția maserilor cu amoniac și hidrogen care au fost prezentați.

7.1.2. ETALOANE CU FASCICUL ATOMIC

Vom începe cu prezentarea ceasului cu cesiu.

Stării fundamentului $6^2S_{1/2}$ a atomilor de *cesiu-133*, datorită existenței spinului nuclear $I=7/2$ îi corespund două nivele energetice caracterizate prin $F=I+J=7/2+1/2=4$ și respectiv $F=I-J=7/2-1/2=3$ (fig. 7.2).

Tranzițiile dintre aceste nivele au frecvența de 9192, 631770 *MHz*.

Dacă atomii de cesiu sînt introduși într-un cîmp magnetic continuu atunci nivelul inferior caracterizat prin $F=3$ se despică în $2F+1=7$ subnivele Zeeman, pentru care $M_F=3, 2, 1, 0, -1, -2, -3$, iar cel superior cu $F=4$ în 9 subnivele pentru care $M_F=4, 3, 2, 1, 0, -1, -2, -3, -4$.

Așa după cum s-a arătat, momentele magnetice nucleare au valori mult mai mici decît cel ale electronilor. Din această cauză, dacă un atom de cesiu este introdus într-un cîmp magnetic nu prea puternic, atunci acesta decuplează cele două momente magnetice μ_I al nucleului și respectiv μ_J al electronilor care încep fiecare să se orienteze „pe cont propriu". Datorită acestui efect, despicarea nivelelor energetice în funcție de intensitatea cîmpului magnetic nu se realizează după niște linii drepte, ci după niște curbe (fig. 7.3.). Aceste curbe au o asemenea alură încît asigură racordarea dintre situația în care cele două momente μ_I și μ_J sînt cuplate respectiv, în care sînt decuplate.

Din fig. 7.3. se constată că la creșterea intensității cîmpului magnetic, energia subnivelului $F=4$ și $M_F=0$ se mărește, iar cea a subnivelului $F=3$ și $M_F=0$ se micșorează

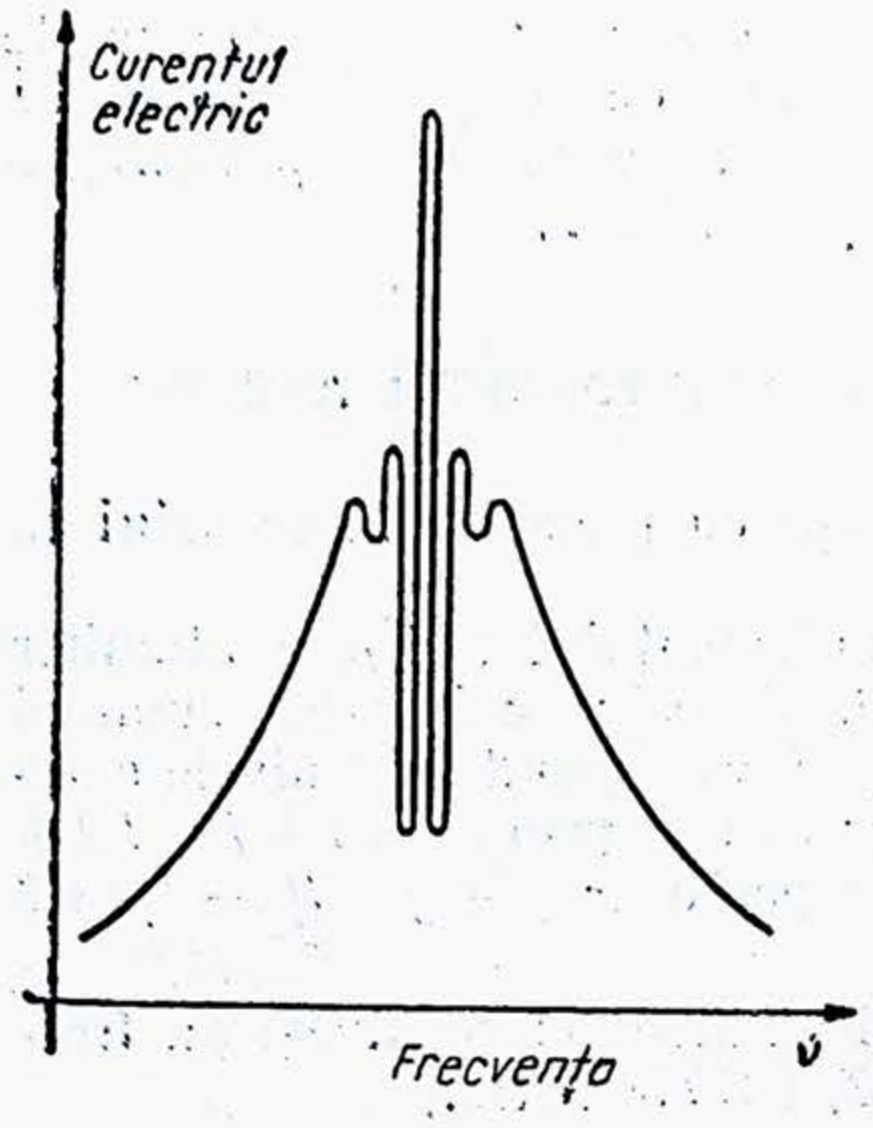


Fig. 7.8. Curba de variaţie a curentului debitat de detector în funcţie de frecvenţă semnalului aplicat cavităţii

În consecinţă dacă atomii de cesiu sînt introduşi într-un cîmp magnetic neuniform, atunci asupra lor acţionează alături de cuplu şi o forţă care îi deviază pe cei cu $F=4$ şi $M_F=0$ înspre regiunile cu cîmp mai slab, iar pe cei cu $F=3$ şi $M_F=0$ înspre regiunile cu cîmp mai puternic, printr-un mecanism analog cu cel prezentat la studiul maserului cu hidrogen.

Funcţionarea etalonului poate fi urmărită cu ajutorul fig. 7.4.

Cuptorul care rolul de a furniza un fascicul de atomi de cesiu. Fasciculul traversează la început spaţiul dintre polii unui magnet permanent. Polii au o asemenea formă încît crează un cîmp magnetic puternic neuniform de-alungul direcţiei verticale, regiunea de cîmp mai puternic fiind situată în partea superioară (fig. 7.5). Acest cîmp magnetic neuniform acţionează asupra atomilor de cesiu cu $F=4$ şi $M_F=0$ cu o forţă îndreptată în jos, deoarece în această regiune cîmpul este mai slab, iar asupra celor cu $F=3$ şi $M_F=0$ cu o forţă îndreptată în sus.

Aceste forţe determină ca traiectoriile atomilor, nu numai ale celor cu numerele cuantice menţionate, să fie modificate. Se proiectează astfel etalonul încît prin orificiul foarte fin al colimatorului să treacă numai atomii cu $F=4$ şi $M_F=0$ ale căror traiectorii sînt cuprinse în interiorul celor două curbe notate cu (4,0) respectiv numai atomii cu $F=3$ şi $M_F=0$ ale căror traiectorii sînt cuprinse între celelalte două curbe desemnate prin (0,3).

Se observă că de exemplu, atomii cu $F=4$ şi $M_F=0$ care traversează prima regiune cu cîmp magnetic neuniform au viteza iniţială îndreptată în sus, iar cîmpul magnetic neuniform acţionează asupra lor cu o forţă îndreptată în jos. Efectele determinate de mişcarea numai în virtutea vitezei iniţiale, respectiv numai sub acţiunea forţei magnetice exercitată de cîmpul mag

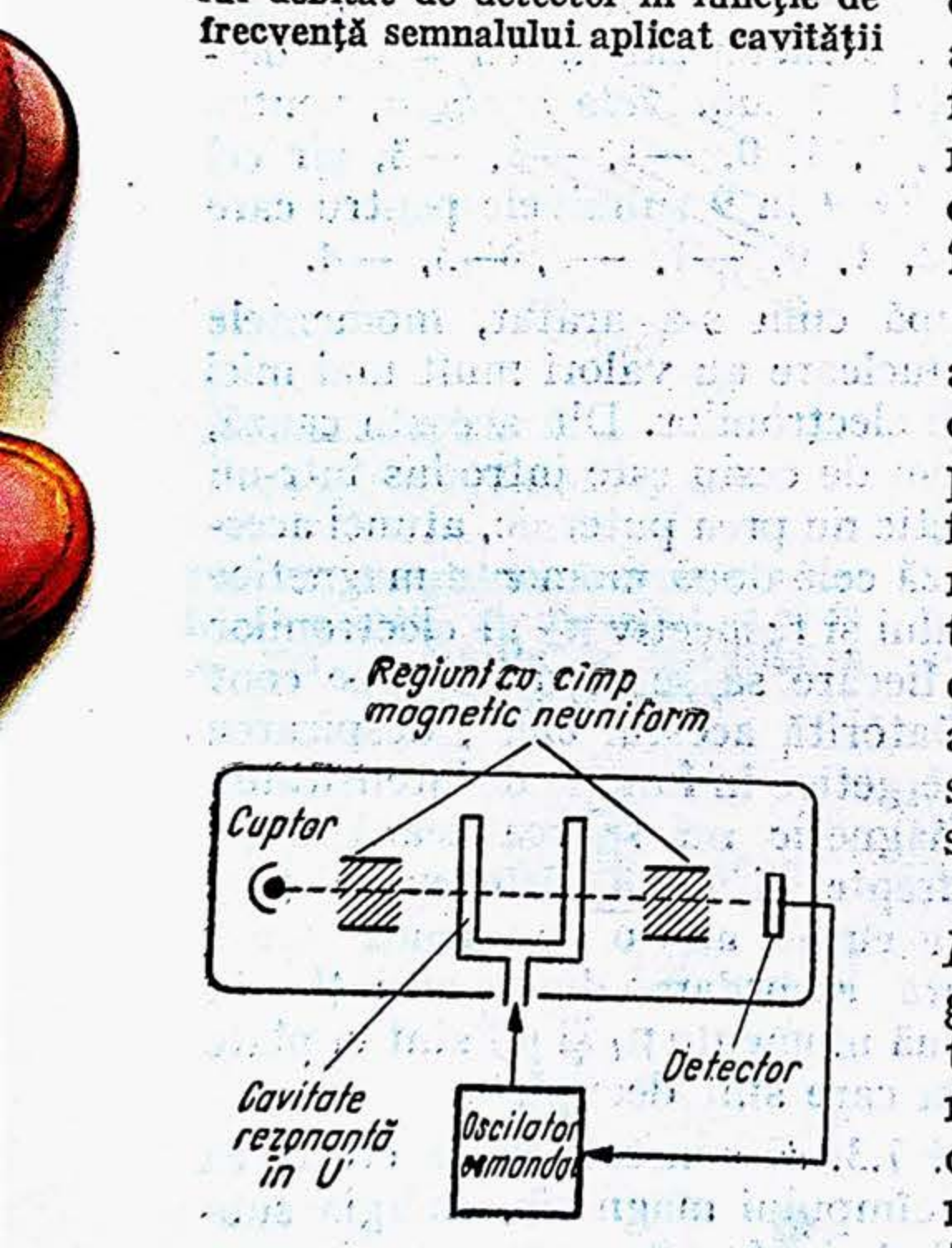


Fig. 7.9. Schema bloc a unui ceas atomic cu cesiu

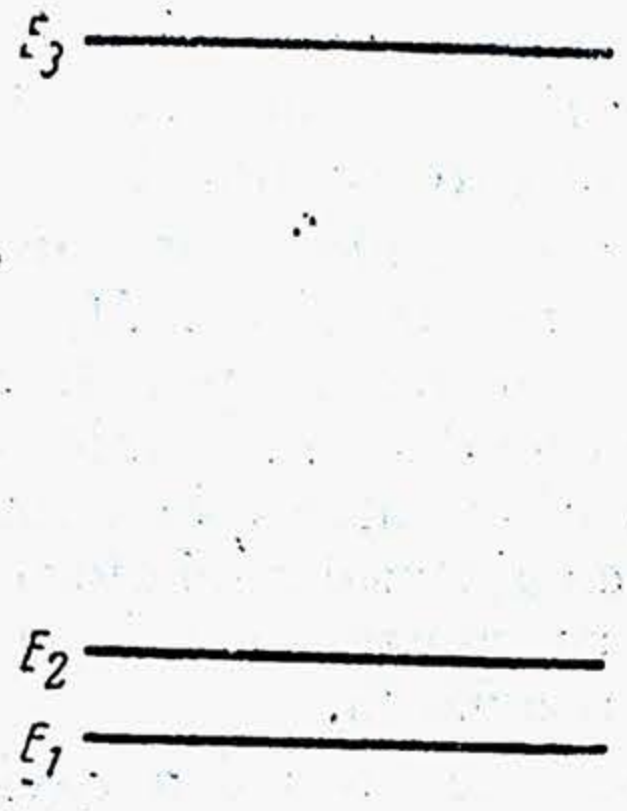


Fig. 7.10. Nivelele energetice utilizate la pompajul optic

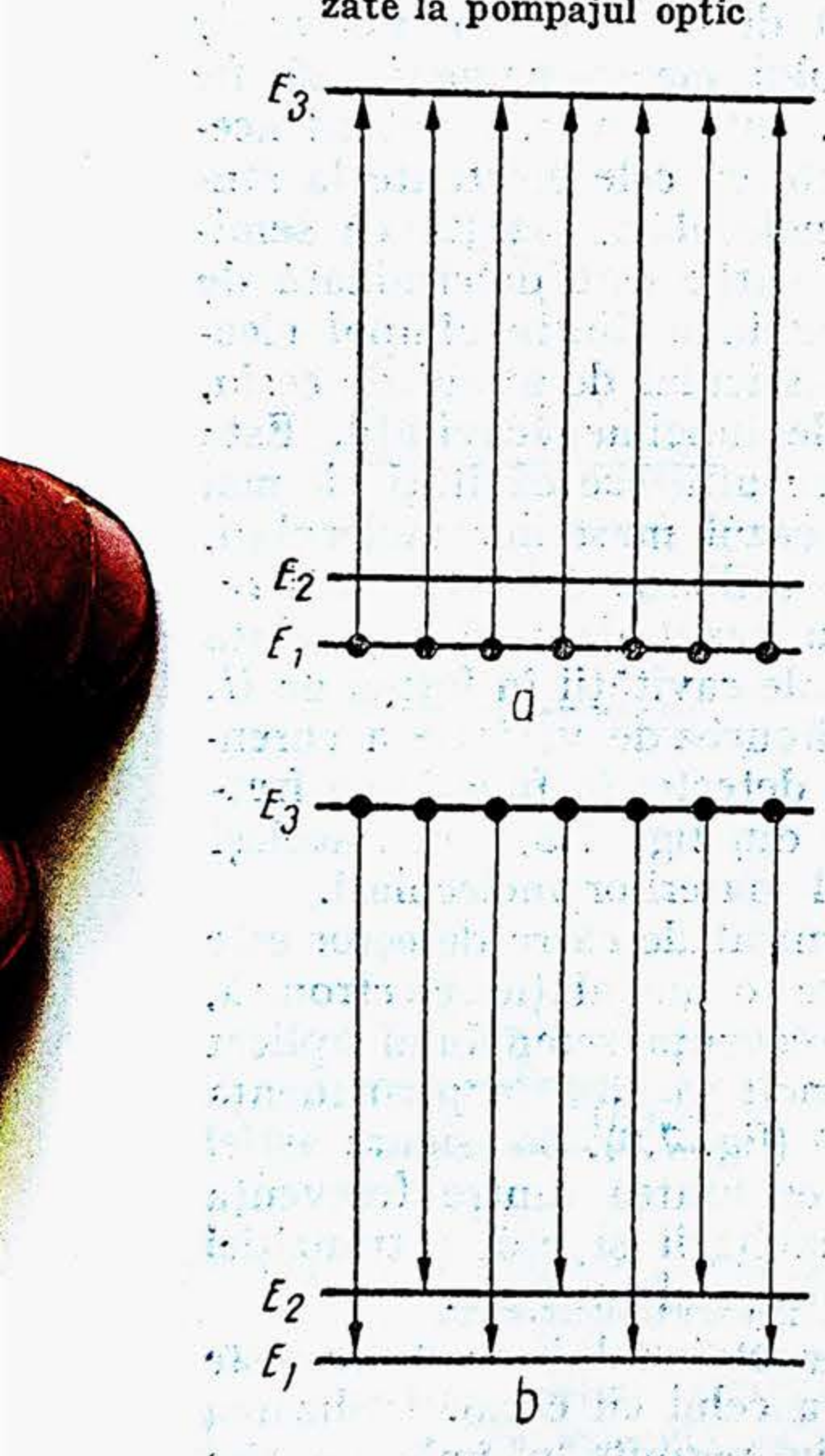


Fig. 7.11. Tranzițiile care au loc sub acțiunea fasciculului luminos:
a — tranzițiile de pe nivelul E_1 pe E_2; *b* — revenirea atomilor de pe nivelul E_3 pe nivelele E_2 și E_1

netic neuniform sînt îndreptate în sensuri contrare (fig. 7.6). Aceasta crează posibilitatea ca traiectoria descrisă de atomi să intersecteze axa de simetrie a etalonului într-un punct; punct în care se introduce colimatorul.

Înainte de a ajunge la colimator și respectiv, după ce l-au traversat atomii străbat două ramuri ale unei cavități, care are forma literei *U*.

Esența formelor apare mai clar, dacă considerăm pentru început că în interiorul cavității cîmpului electromagnetic este nul.

Atomii de cesiu care au reușit să străbată colimatorul traversează apoi spațiul dintre o a doua pereche de poli magnetici, identică cu prima. În consecință, în această regiune ei sînt supuși acțiunii unor forțe egale. Vitezele inițiale cu care pătrund cele două categorii de atomi în interiorul celei de a doua perechi de poli magnetici sînt însă îndreptate în sensuri contrare, față de situația din cazul primei perechi. Din această cauză, efectele determinate de mișcarea în virtutea vitezei inițiale și respectiv de forța exercitată de cîmpul magnetic, sînt îndreptate în același sens (fig. 7.7). În consecință atomii, descriind traiectoriile desemnate cu linie plină, sînt deviația înspre regiunile laterale, iar la detector nu mai ajunge nici un atom. Curentul electric furnizat de acesta este nul.

Traiectoriile descrise de atomi pot fi făcute să ajungă în final pe detector, dacă pe acesta îl plasăm într-o poziție simetrică cu cuptorul față de colimator și dacă reușim să inversăm între ele cele două perechi de numere cuantice. Într-adevăr, dacă un același atom are în prima regiune cu cîmp neuniform numerele cuantice $F=4$ și $M_F=0$, iar în cea de a doua $F=3$ și $M_F=0$, atunci în ambele regiuni efectele determinate de vitezele inițiale și respectiv de forțele magnetice, sînt îndreptate în sensuri contrare. În consecință, traiectoria unui ase-

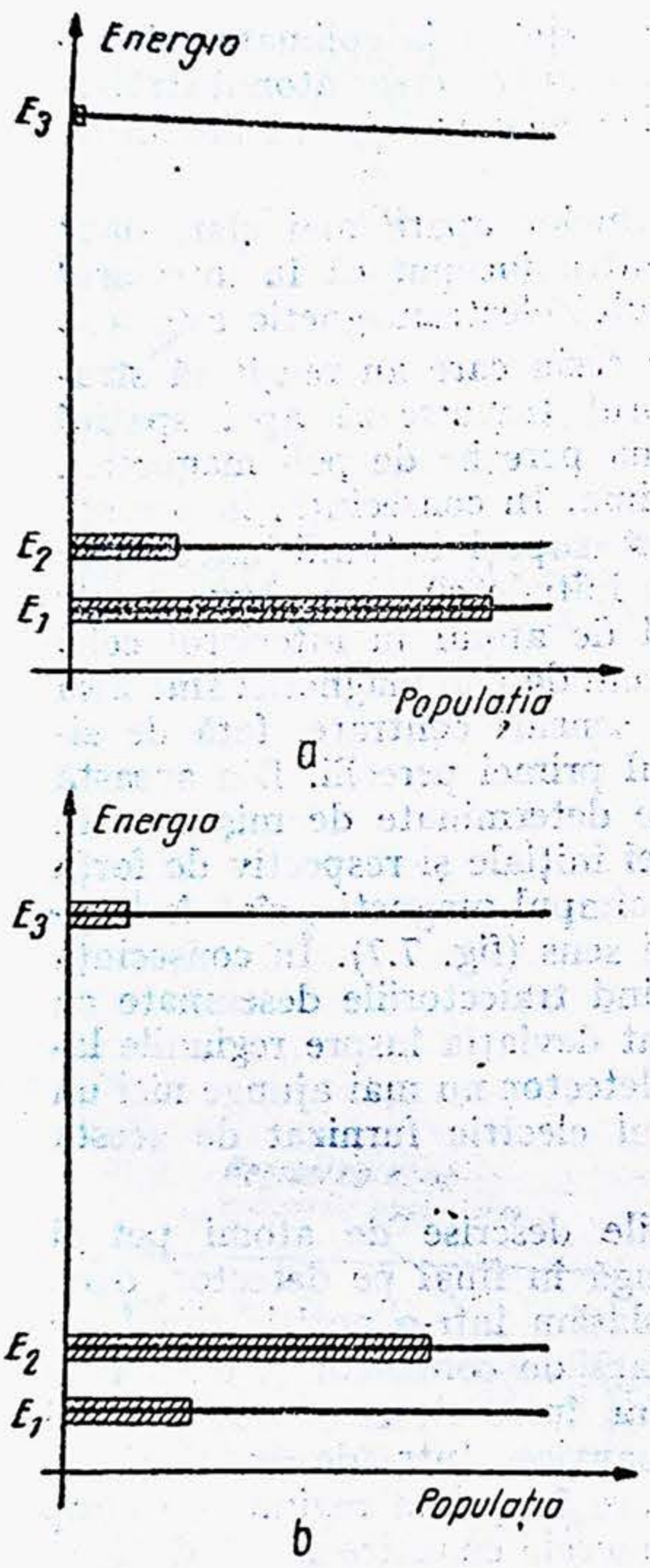


Fig. 7.12. Modificarea populațiilor sistemului sub acțiunea fasciculului luminos:

a — situația înainte de aplicarea fasciculului; *b* — situația după aplicarea fasciculului

menea atom intersectează axa etalonului într-un punct simetric cu cuptorul față de colimator, punct în care se află detectorul.

Înversarea între ele ale celor două perechi de numere cuantice $F=4$, $M_F=0$ și $F=3$, $M_F=0$ se poate realiza prin tranziții ale atomilor între cele două subnivele corespunzătoare. Tranzițiile între cele două nivele pot fi induse cu ajutorul unui cîmp electromagnetic, pentru creearea căruia se utilizează cavitatea rezonantă.

S-a ales o asemenea formă a cavității rezonante încît curba de dependență a curentului furnizat de detector în funcție de frecvența cîmpului electromagnetic să fie cît mai îngustă. Într-adevăr, repetînd aceleași raționamente cu cele efectuate la studiul maserilor moleculari, rezultă că semilărgimea acestei curbe este determinată de timpul de interacțiune dintre cîmpul electromagnetic și fasciculul de atomi de cesiu, adică în fond de lungimea cavității. Este deci necesar să se utilizeze cavități cît mai lungi. Ca și în cazul maserilor moleculari, se preferă că se utilizeze două cavități rezonante, care în cazul de față reprezintă cele două laturi ale cavității în formă de *U*. Din această cauză curba de variație a curentului furnizat de detector în funcție de frecvență are alură din fig. 7.8, adică aceiași cu cea din cazul maserilor moleculari.

Curentul furnizat de către detector este preluat de către o instalație electronică, care comandă frecvența semnalului aplicat cavității astfel încît să aibă în permanență valoarea maximă (fig. 7.9). Se asigură astfel în permanență egalitatea dintre frecvența de oscilație a cavității și cea a tranziției între nivelele stării fundamentale.

Funcționarea etalonului cu taliu este identică cu cea a celui cu cesiu. Utilizarea atomilor de taliu permite o îmbunătățire a performanțelor în ceea ce privește insensibilitatea la factorii perturbatori exteriori, dintre care cel mai important este cîmpul

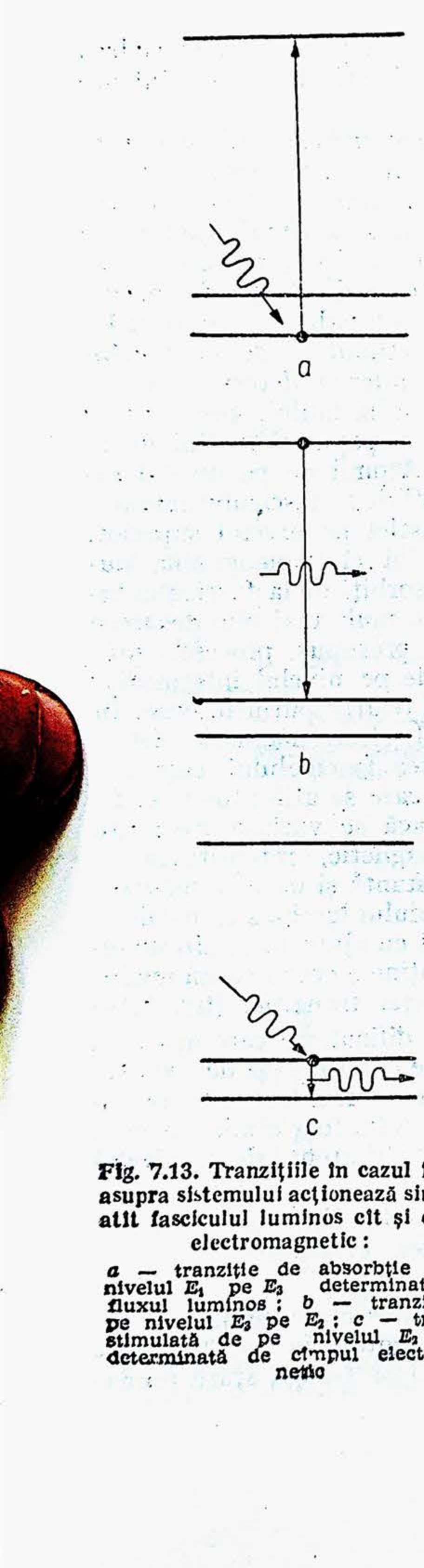


Fig. 7.13. Tranzițiile în cazul în care asupra sistemului acționează simultan atît fasciculul luminos cît și cîmpul electromagnetic:

a — tranziție de absorbție de pe nivelul E_1 pe E_3 determinată de fluxul luminos; *b* — tranziție de pe nivelul E_3 pe E_2; *c* — tranziție stimulată de pe nivelul E_2 pe E_1, determinată de cîmpul electromagnetic

magnetic. Realizarea etalonului cu taliu ridică însă unele probleme tehnice mai dificile, din care cauză aceste ceasuri sînt mult mai puțin utilizate.

7.1.3. ETALOANE PASIVE CU POMPAJ OPTIC

Egalitatea dintre frecvența semnalului aplicat cavității și frecvența tranziției între perechea de nivele a sistemului atomic poate fi constatată și cu ajutorul unei tehnici speciale denumită *metoda popajului optic.*

Există mai multe procedee de pompaj optic. Esența tuturor acestor metode este însă aceiași. Pentru pompajul optic se utilizează trei dintre nivelele atomilor unui gaz deobicei vaporii unor metale alcaline (*sodiu, potasiu, cesiu, rubidiu*) sau *heliu*. (ele trei nivele sînt astfel situate, încît tranziției între E_1 și E_3 îi corespunde o radiație situată în regiunea optică a spectrului, iar între E_2 și E_1 în domeniul microundelor (fig. 7.10).

Sistemul format din atomii gazului considerat, care se află dispuși într-un balon de sticlă, denumit *celulă de rezonanță*, sînt supuși acțiunii unui fascicul luminos a cărei frecvență este egală cu valoarea corespunzătoare diferenței de energie între nivelele extreme. Sub acțiunea fasciculului luminos, atomii de pe nivelul inferior sînt pompați pe cel superior. De pe nivelul superior atomii pot să revină atît pe nivelul inferior, cît și pe cel intermediar (fig. 7.11). Dacă intensitatea fasciculului luminos este suficient de mare și dacă procesele care depopulează nivelul intermediar sînt relativ slabe, atunci se obține inversiunea populațiilor între nivelele E_2 și E_1 (fig. 7.12).

Inversiunea populațiilor ne-ar permite să realizăm un maser. Aceasta reprezintă însă o problemă dificilă datorită energiei foarte mici pe care o poate ceda sistemul. Cu toate acestea a fost realizat un maser și anume cu rubidiu în care inversiunea pos

pulațiilor se realizează prin acest procedeu. Acest maser va fi descris în paragraful următor.

Frecvența corespunzătoare diferenței de energie dintre nivelul intermediar și cel inferior poate fi determinată dacă sistemul este supus simultan și acțiunii unui cîmp electromagnetic a cărui frecvență este egală cu cea corespunzătoare diferenței de energie dintre E_2 și E_1. Cîmpul electromagnetic inducînd tranziții stimulate de pe nivelul intermediar pe cel inferior determină o depopulare eficientă a primului, ceea ce are ca efect o mărire a populației celui de al doilea (fig. 7.13). Atomii de pe nivelul inferior absorb fotonii de la fasciculul luminos incident și urcă astfel pe nivelul superior. În absența cîmpului electromagnetic, numărul de fotoni absorbiți de la fasciculul luminos incident este mult mai mic deoarece așa după cum s-a presupus, procesele prin care atomii revin de pe nivelul intermediar pe cel inferior sînt relativ puțin intense. În consecință, cîmpul electromagnetic determină ca intensitatea fasciculului care traversează celula în care se află atomii să fie mai mică. Deci dacă se variază frecvența cîmpului electromagnetic, intensitatea sa menținîndu-se constantă și dacă se măsoară intensitatea fasciculului luminos transmis de celula de rezonanță cu ajutorul unui fotodetector, atunci se obține o curbă cu un minim în dreptul frecvenței tranziției (fig. 7.14)

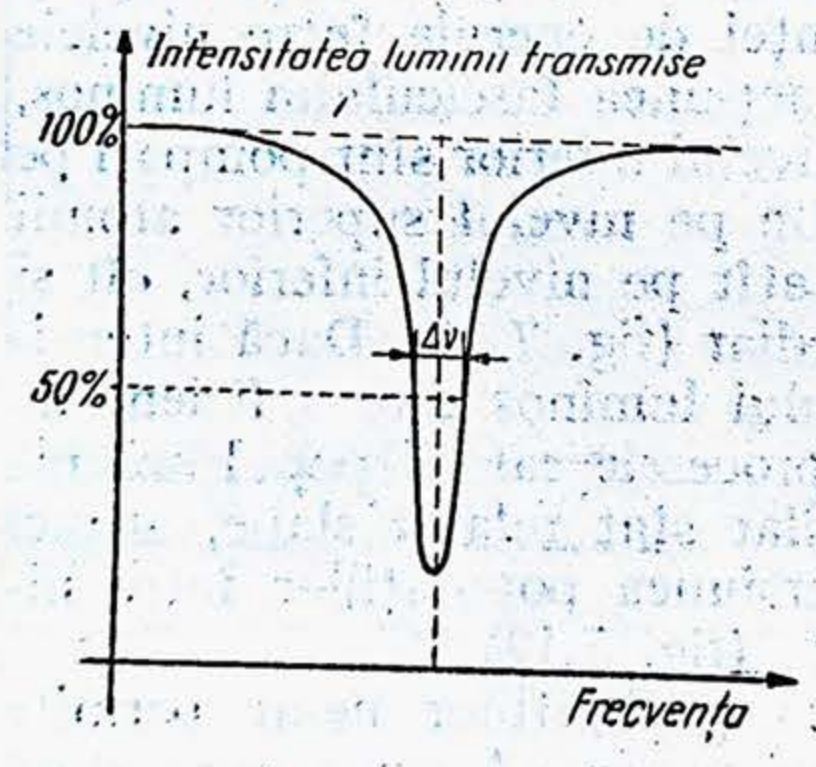


Fig. 7.14. Curba de variație a intensității fasciculului luminos care a străbătut celula de rezonanță în funcție de frecvența cîmpului electromagnetic

Cea mai mare dificultate care apare la pompajul optic este determinată de condiția ca fasciculul luminos incident să aibă o semilărgime a spectrului foarte mică, pentru ca el să nu pompeze și atomii de pe nivelul intermediar.

Metoda pompajului optic este utilizată pentru funcționarea etalonului pasiv cu rubidiu-87.

Nivelele energetice ale atomului de rubidiu-87 sînt reprezentate în fig. 7.15. Datorită spinului nuclear $I=3/2$, stării funda-

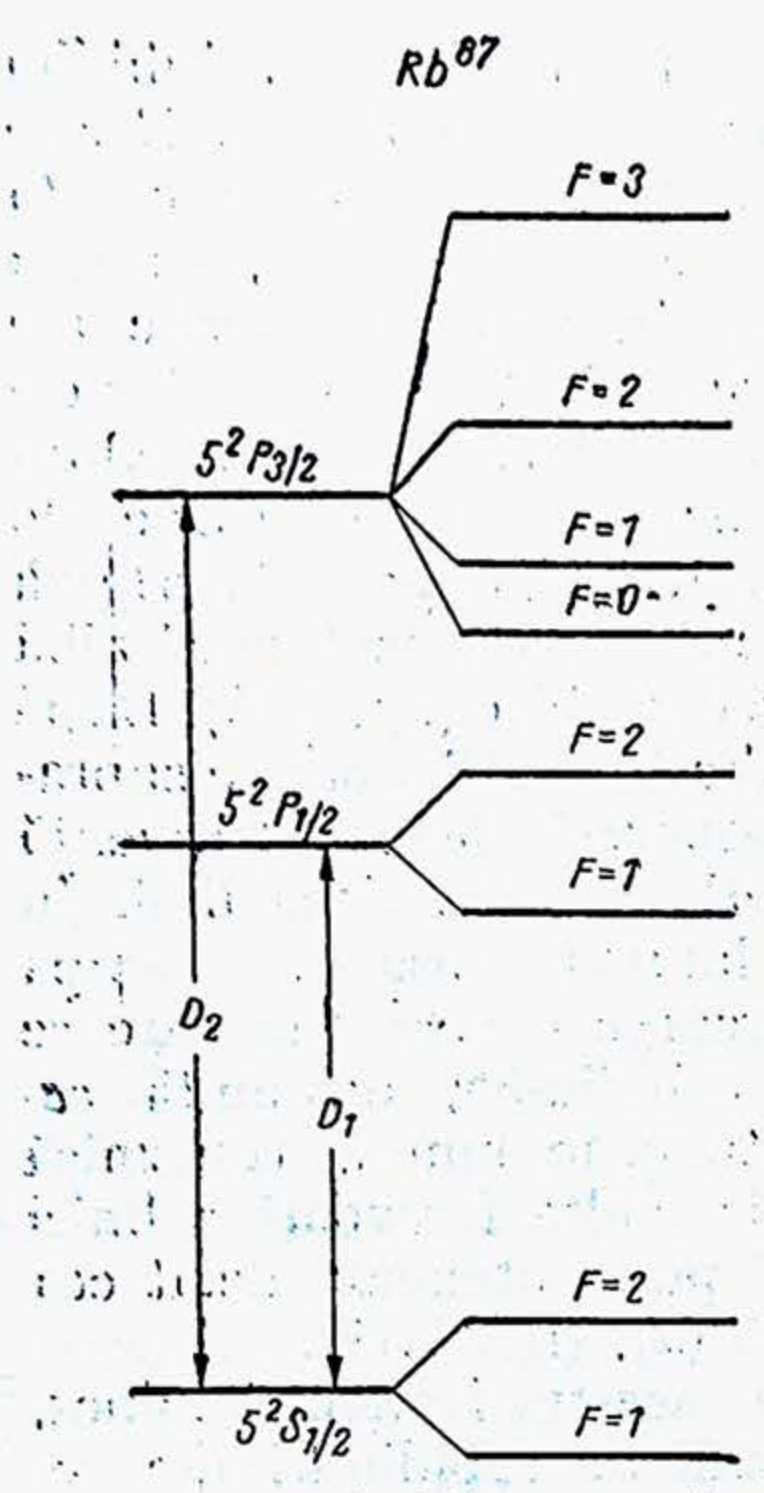


Fig. 7.15. Nivelele energetice ale atomului de rubidiu — 87

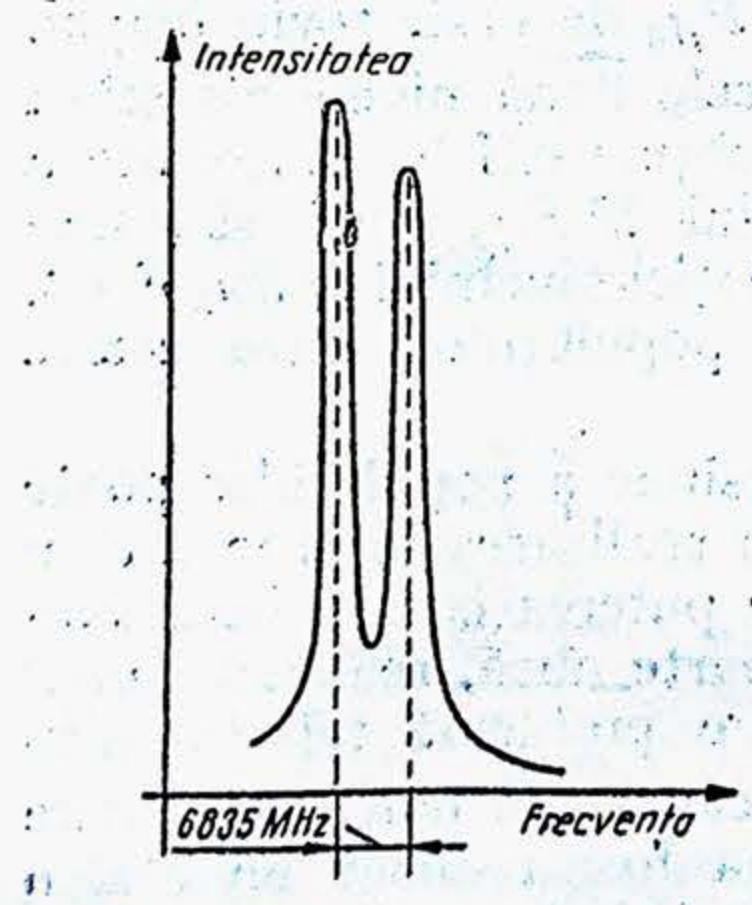


Fig. 7.16. Structura hiperfină a liniei D_1 emisă de atomii de rubidiu — 87

mentale $5^2S_{1/2}$ îi corespund două nivele caracterizate prin $F=J+I=2$ și respectiv $F=J-I=1$. Tranzițiile între aceste nivele au frecvența egală cu 6834, 682614 *MHz*.

Tot datorită spinului nuclear și stărilor excitate $5^2P_{1/2}$ și $5^2P_{3/2}$ le corespund două, respectiv patru nivele de despicare hiperfină. Tranzițiilor din stările $5^2P_{1/2}$ și respectiv $5^2P_{3/2}$ pe starea fundamentală $5^2S_{1/2}$ le corespund așa numitele linii D_1 și D_2. Aceste linii au o structură hiperfină deoarece și stările între care au loc tranzițiile au de asemenea o structură hiperfină. Structura hiperfină a nivelului fundamental $5^2S_{1/2}$ este foarte bine delimitată. Structurile hiperfine ale nivelelor excitate sînt mult mai puțin pronunțate, fiind mai mici decît semilărgimea Doppler, sau chiar de același ordin de mărime cu semilărgimea naturală. Din această cauză, liniile D_1 și D_2 sînt formate fiecare din cîte două componente hiperfine. În particular linia D_1 este formată din două componente care corespund tranzițiilor între nivelele stărilor $5^2P_{1/2}$ pe nivelele $F=2$ și respectiv $F=1$ ale stării fundamentale (fig. 7.16).

Pentru funcționarea etalonului cu rubidiu trebuie să se creeze prin pompaj optic o diferență între populațiile celor două nivele ale stării fundamentale. Așa după cum s-a arătat este necesar ca fasciculul luminos incident să pompeze atomii de pe nivelul $5^2S_{1/2}\,F=1$ pe nivelele superioare. Evident, asupra atomilor de pe nivelul $5^2S_{1/2}\,F=2$, fasciculul luminos nu trebuie să acționeze. În consecință este necesar ca lumina de pompaj să conțină numai componenta hiperfină de înaltă frecvență a liniei D_1. Din lumina emisă de un tub de descărcare care conține vapori de rubidiu-87 trebuie îndepărtată componenta de joasă frecvență a liniei D_1.

În acest scop se utilizează un filtru format dintr-o celulă cu vapori de rubidiu-85, care este plasat între lampa cu rubidiu-87

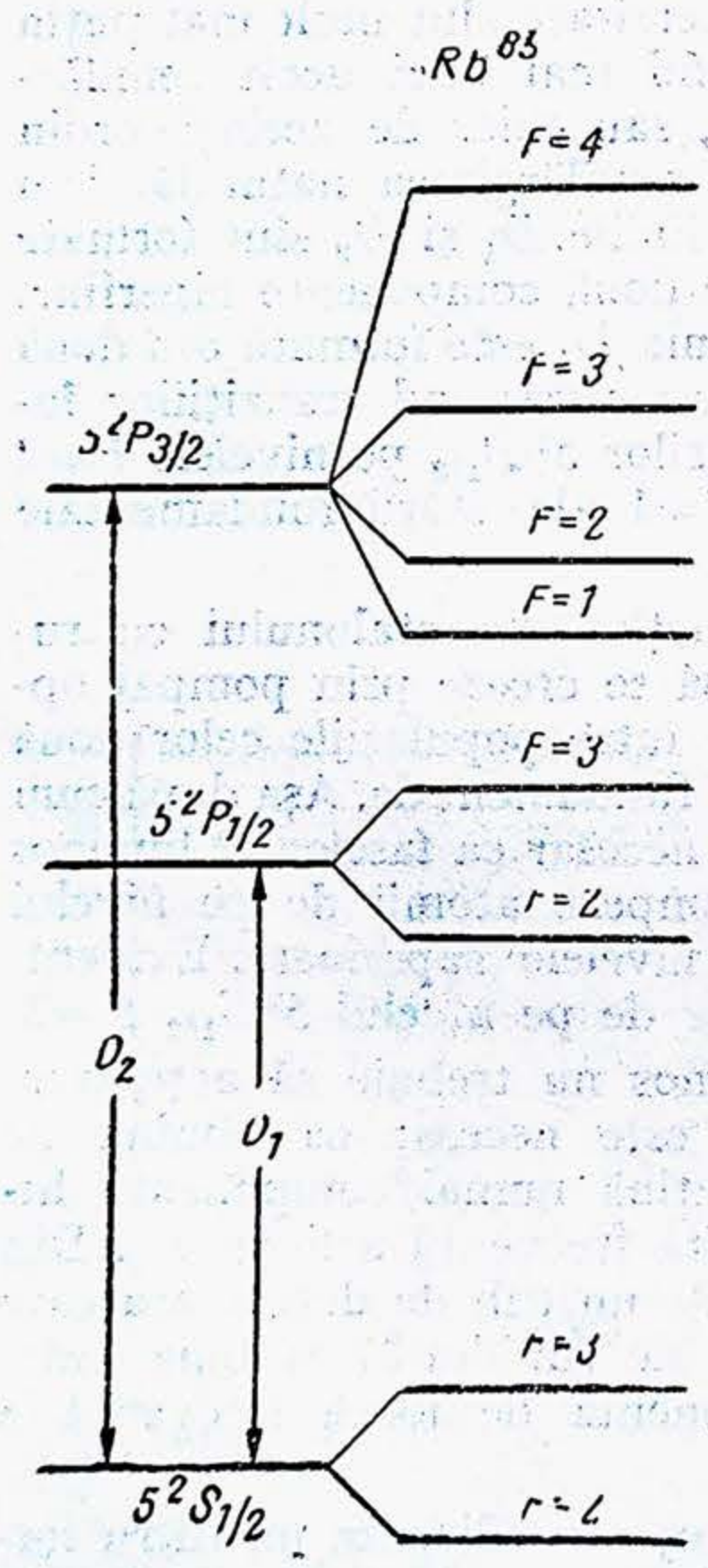


Fig. 7.17. Nivelele energetice ale atomului de rubidiu — 85

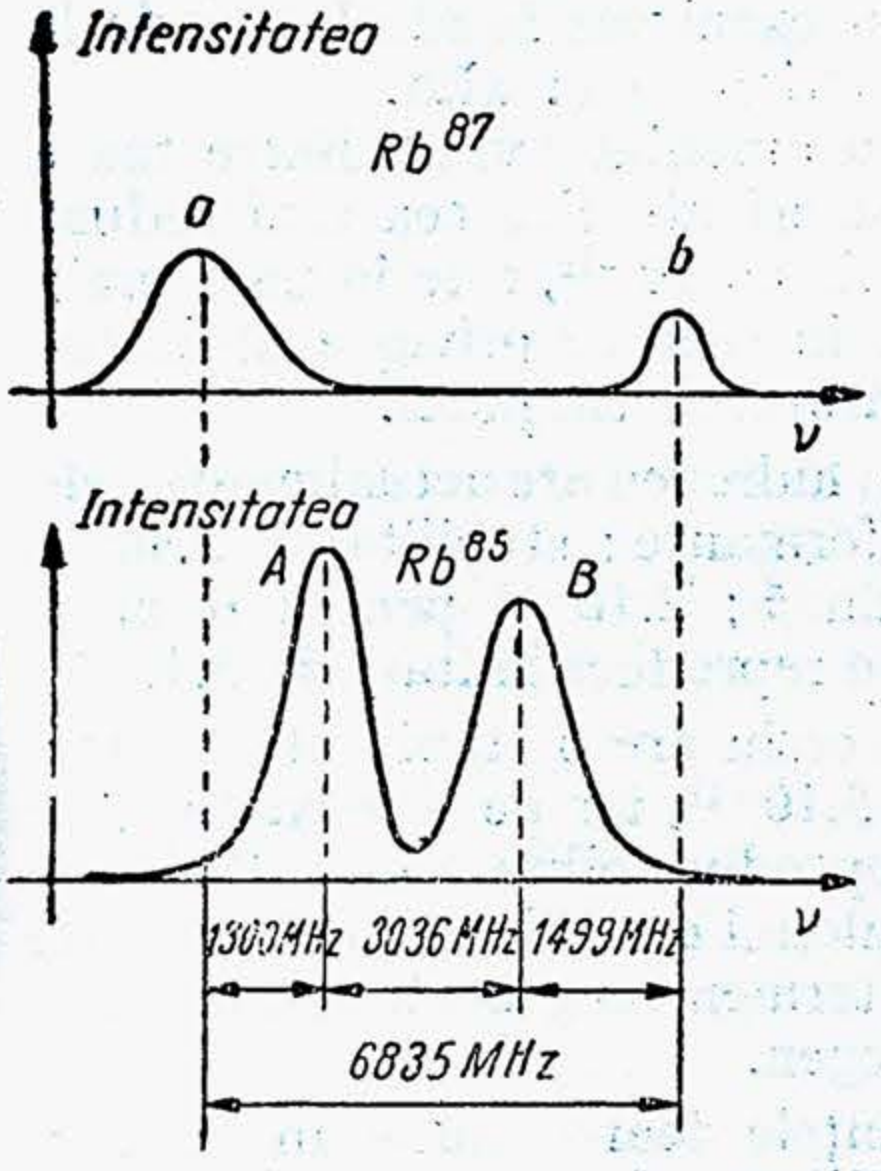
și celula de rezonanță cu rubidiu-87. Rubidiul 85 are spinul nuclear egal cu $I=5/2$. Nivelele energetice ale rubidiului-85 sînt în esență identice cu cele ale rubidiului-87, singura deosebire constînd în valorile diferite ale numerelor cuantice F. Datorită valorilor diferite ale spinului nuclear, nivelele rubidiului-85 sînt puțin deplasate față de cele ale rubidiului-87 (fig. 7.17). Aceasta determină ca liniile D_1 emise de cei doi izotopi să aibă structuri hiperfine deosebite (fig. 7.18). După cum se observă din fig. 7.18. apare o suprapunere între componentele de joasă frecvență (*a*) și respectiv (*A*) ale celor două linii. În consecință, dacă lumina emisă de o lampă cu rubidiu-87 parcurge o celulă în care se află vaporii de rubidiu-85, denumită *celulă de absorție*, atunci în lumina transmisă componenta (*b*) de înaltă frecvență a liniei D_1 este mult mai puțin atenuată decît cea de joasă frecvență (*a*), (fig. 7.19).

Sub acțiunea acestui fascicul luminos, astfel filtrat, atomii de rubidiu-87 din celula de rezonanță aflați pe nivelul inferior $5^2 S_{1/2}\ F=1$ sînt pompați pe nivelele superioare $5^2 P_{1/2}$. De aici ei revin pe ambele nivele $F=2$ și $F=1$ ale stării fundamentale. În continuare atomii de pe nivelul inferior $5^2 S_{1/2}\ F=1$ sînt pompați din nou pe nivelele superioare $5^2 P_{1/2}$ de unde revin înapoi, de asemenea pe cele două nivele ale stării fundamentale. Se obține astfel o micșorare a populației nivelului $5^2 S_{1/2}\ F=1$ simultan cu creștereă populației nivelului $5^2 S_{1/2}\ F=2$, deci inversiunea populațiilor între aceste nivele.

Această inversiune a populațiilor poate fi utilizată pentru realizarea unui maser cu rubidiu. Deoarece puterea cedată de atomii de rubidiu este foarte mică, realizarea unui maser reprezintă o problemă tehnică dificilă. Din această cauză din punct de vedere istoric mai întîi a fost realizat un etalon pasiv cu rubidiu, adică un oscilator a cărui frecvență este stabilizată de către tranzițiile

între cele două nivele hiperfine ale stării fundamentale și apoi un maser cu rubidiu.

Pentru funcționarea etalonului pasiv cu rubidiu se utilizează un cîmp electromagnetic care inducînd tranziții stimulate de pe nivelul $5^2 S_{1/2} F=2$ pe $5^2 S_{1/2} F=1$, determină o micșorare a intensității luminii transmise de celula de rezonanță. Semnalul furnizat de către fotodetectorul care măsoară intensitatea acestui fascicul comandă, prin intermediul unei scheme electronice frecvența de oscilație a etalonului, menținînd în permanență egalitatea acestuia cu frecvența tranziției între nivelele hiperfine ale stării fundamentale (fig. 7.20).



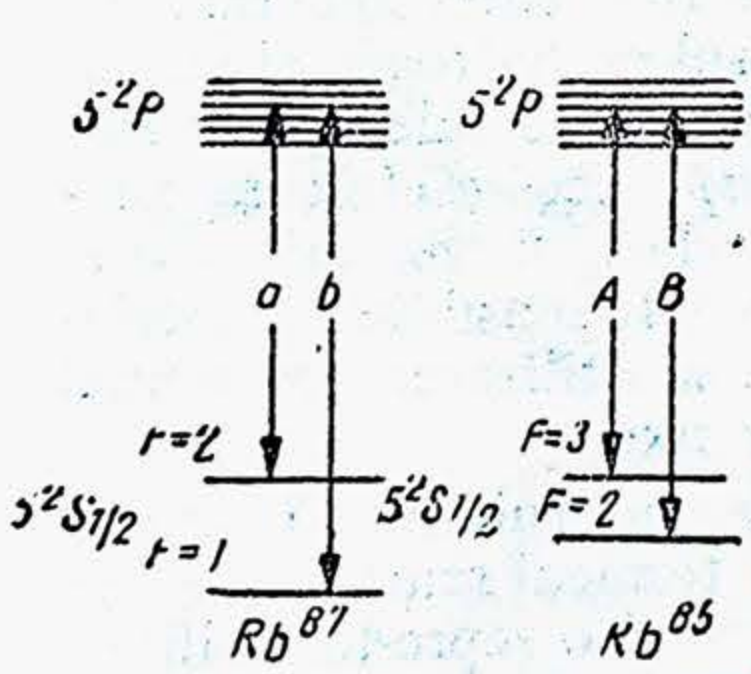


Fig. 7.18. Structura hiperfină a liniilor D_1 emise de atomii de rubidiu—87 și respectiv — 85

7.1.4. MASERUL CU RUBIDIU

Așa după cum s-a arătat în paragraful precedent, prin pompaj optic se obține inversiunea populațiilor între cele două nivele hiperfine ale stării fundamentale. Această inversiune este utilizată pentru realizarea unui maser. Pentru a ne da seama de dificultățile care apar la realizarea unui maser cu rubidiu este suficient să menționăm că puterea de ieșire este de ordinul a 10^{-10} w.

Schema maserului este reprezentată în fig. 7.21. Celula de rezonanță este introdusă într-o cavitate rezonantă foarte îngrijit confecționată, pentru a avea pierderi cît mai mici. Prin mecanismul prezentat la studiul maserului în regim de generare, cavitatea începe să oscileze furnizînd un semnal a cărui frecvență este egală cu cea a tranzițiilor între nivelele hiperfine ale stării fundamentale. Frecvența acestui semnal este măsurată cu ajutorul unei scheme electronice, relativ complicată, în amănuntele căreia nu vom intra.

Utilizînd același principiu de funcționare s-au realizat și maseri care utilizează vapori de rubidiu-85.

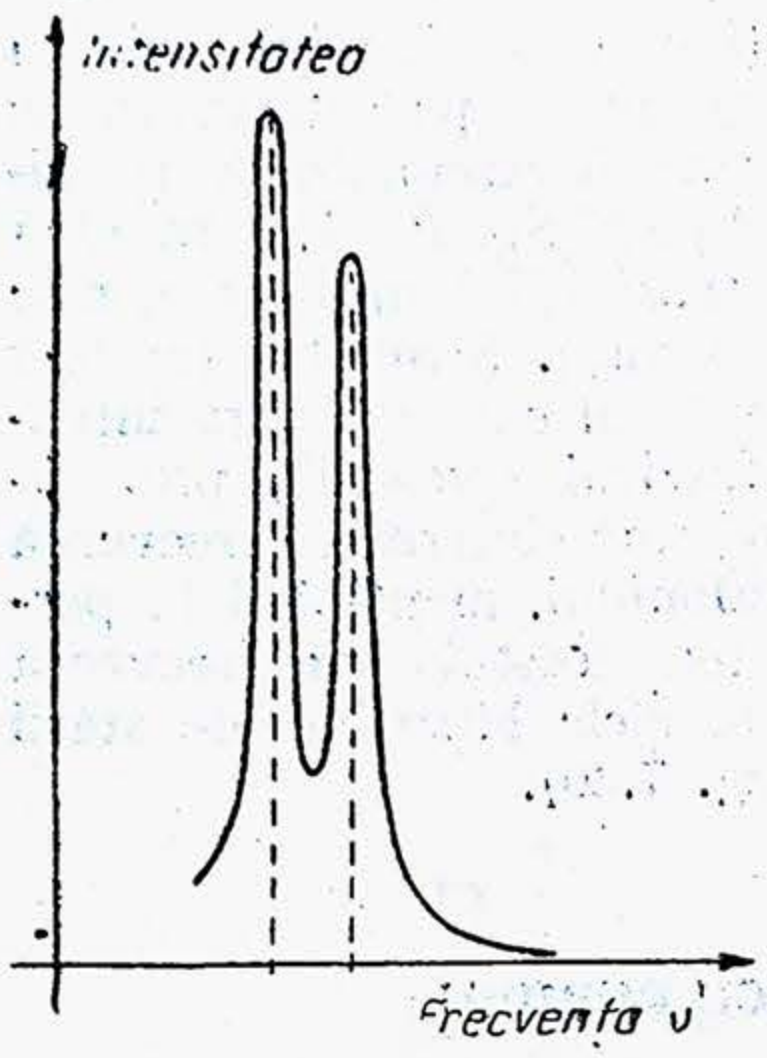


Fig. 7.19. Structura hiperfină a liniei D_1 emisă de atomi de rubidiu — 87 înainte — *a* și respectiv după traversarea filtrului cu vapori de rubidiu — 85 — *b*.

7.1.5. PERFORMANȚELE ETALOANELOR CUANTICE DE TIMP

Cele mai importante calități ale etaloanelor de timp, nu numai ale celor cuantice, sînt *stabilitatea pe termen scurt* (de obicei o secundă sau o zi) *și respectiv pe termen lung* (de obicei un an), la care se mai adaugă *reproductibilitatea*. Stabilitatea pe intervalul de timp considerat se măsoară prin gradul cu care un etalon generează aceiași frecvență. Reproductibilitatea reprezintă gradul cu care un etalon generează aceiași frecvență de la un exemplar la altul, sau de la o dată de funcționare la alta.

Maserul cu amoniac avînd dintre toate tipurile de ceasuri atomice cea mai redusă stabilitate, egală cu 10^{-11}, este în mod practic abandonat în ceea ce privește utilizarea lui pentru măsurarea timpului.

Maserul cu hidrogen are actualmente cele mai bune performanțe : stabilitatea 5.10^{-13} pentru o secundă ; 2.10^{-15} pentru o zi și 10^{-12} pe an și o reproductibilitate de 5.10^{-13}.

Ceasul cu cesiu are o stabilitate pe termen scurt de 5.10^{-11}, iar pe termen lung de 5.10^{-14} și o reproductibilitate de 2.10^{-12}. Se observă că etalonul cu cesiu are o stabilitate mai bună pe termen lung decît cea a maserului cu hidrogen.

Performanțele foarte bune în ceea ce privește stabilitatea frecvenței generate au determinat ca maserul cu hidrogen și ceasul cu cesiu să fie utilizate în calitate de *etaloane primare de timp*. Aceste etaloane prezintă dezavantajele de a fi voluminoase și grele, percum și de a fi sensibile la accelerații, ceea ce limitează utilizarea lor numai la dotarea statiilor fixe.

Etalonul pasiv cu rubldiu-85 are o stabilitate atît pe termen scurt cît și pe termen lung de 10^{-11} și o reproductibilitate de asemenea de 10^{-11}. Etalonul activ cu rubidiu-87 are o stabilitate pe termen scurt cu un ordin de mărime mai bună decît

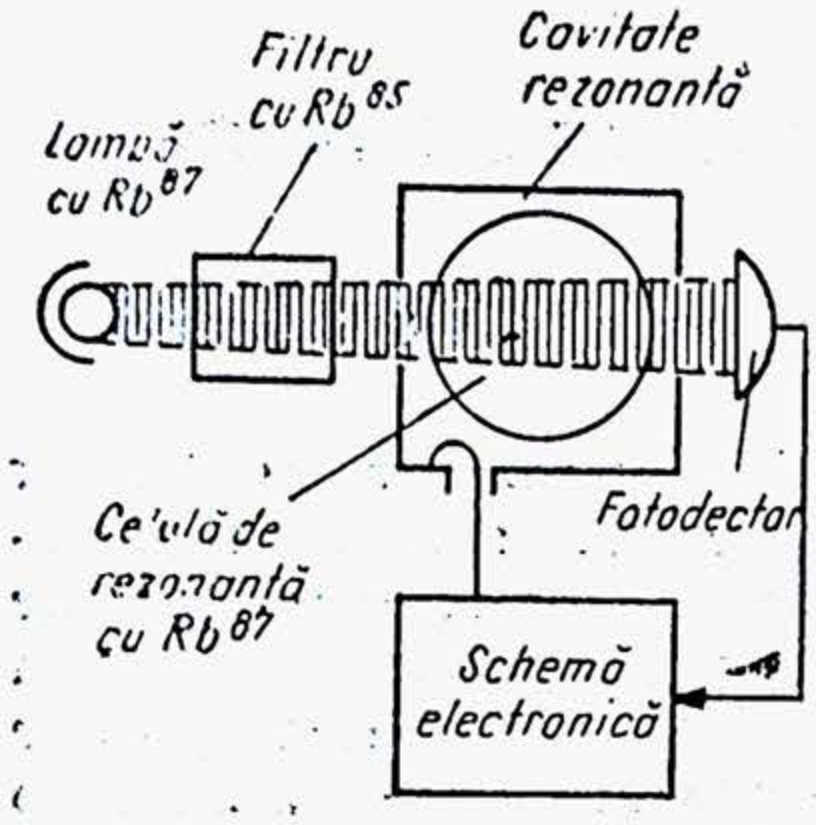


Fig. 7.20. Schema etalonului pasiv cu rubidiu

cea a celui pasiv, adică de 10^{-12}. Deoarece stabilitatea ceasurilor cu pompaj optic este mai redusă decît cea a celor primare, acestea se utilizează în calitate de *etaloane secundare* care se corectează deci periodic în funcție de cele primare.

Față de etaloanele primare de timp, ceasurile cu pompaj optic, fie active, fie pasive, au un volum și o greutate mult mai mici, din care cauză ele pot fi transportate cu ușurință. De asemenea mai prezintă avantajul de a putea lucra în cele mai dificile condiții. Din această cauză ele sînt utilizate în calitate de etaloane secundare de timp pentru echiparea laboratoarelor mobile, cum ar fi cele spațiale.

Performanțele superioare ale etaloanelor cuantice de timp au permis redefinirea secundei cu o precizie mai bună. Astfel *cea de a 13-a Conferință Generală de Măsuri și Greutăți întrunită la Paris în octombrie 1967 a stabilit că secunda reprezintă intervalul de timp în care ceasul atomic cu cesiu execută 9.192.631.770 oscilații complete corespunzătoare tranziției între nivelele* $F=4$ $M_F=0$ și $F=3$ $M_F=0$ *ale stării fundamentale neperturbată de cîmpuri extertoare.*

Noua definiție a secundei a permis ca alături de cele două scări de timp deja existente : *timpul universal* (TU) și *timpul efemeridelor* (TE) să se mai stabilească o nouă scară cea a *timpului atomic* (TA).

Datorită neregularităților mișcării pămîntului, cu ajutorul căruia se definesc scările timpului universal și al efemeridelor precum și înaltei stabilități a etaloanelor cuantice ceea ce asigură scării atomice aceeiași calitate, odată cu scurgerea timpului se creează decalaje care se măresc treptat. Din această cauză a mai fost introdusă o nouă scară, denumită a *timpului universal coordonat* (TUC) care are stabilitate timpului atomic și care este pusă în concordanță cu timpul universal prin corecții adoptate prin convenții internaționale.

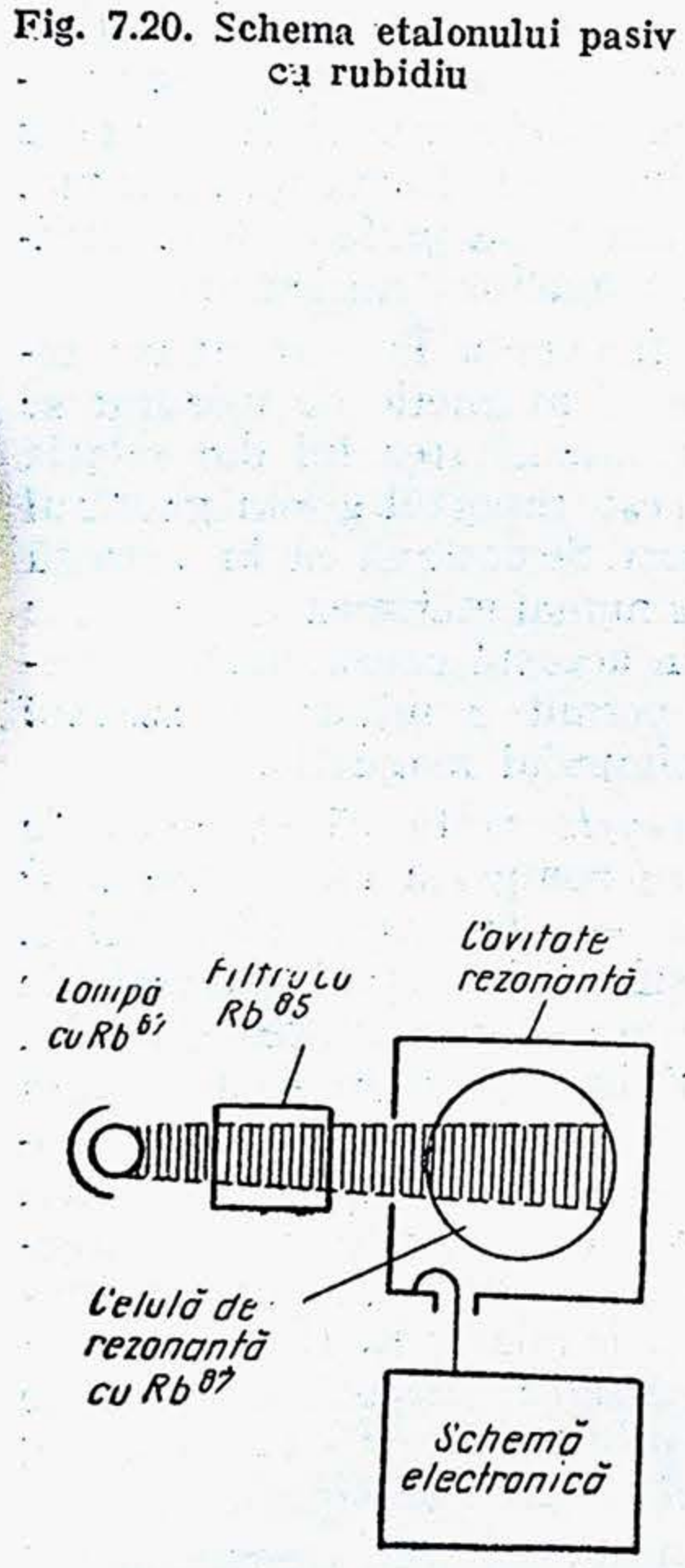


Fig. 7.21. Schema maserului cu rubidiu

7.2. MAGNETOMETRE CUANTICE

7.2.1. PRINCIPIUL DE MĂSURĂ

Principiul de funcţionare al tuturor tipurilor de magnetometre cuantice se bazează pe determinarea frecvenţei la care apare fenomenul de rezonaţă magnetică nucleară a unei substanţe a cărei comportare este bine cunoscută şi care în acest scop este introdusă în cîmpul de măsurat. Evident se poate utiliza şi fenomenul de rezonanţă paramagnetică electronică. În acest caz ar trebui să se lucreze la frecvenţe mult mai mari, din care cauză se preferă să se utilizeze rezonanţa magnetică nucleară.

Cunoscînd frecvenţa la care apare rezonanţa în cîmpul magnetic de măsurat se determină uşor intensitatea lui din relaţia $\omega = \gamma_I H$ unde γ_I este raportul giromagnetic al nucleului utilizat. Se observă că în această relaţie intervine numai mărimea γ_I, care este o constantă. Din această cauză, magnetometrele cuantice permit o măsurare *absolută* a intensităţii cîmpului magnetic.

Relaţia $\omega = \gamma_I H$ arată că sistemul de spini nucleari se comportă ca un *traductor cîmp magnetic — frecvenţă* (fig. 7.22). Într-adevăr sistemul de spini converteşte mărimea de intrare — intensitatea cîmpului magnetic, în mărimea de ieşire — frecvenţa semnalului. Rezultă că precizia magnetometrelor cuantice este determinată în primul rînd de cea cu care se poate măsura frecvenţa. Din fericire, frecvenţa poate fi măsurată cu o precizie relativ foarte bună. Din această cauză, magnetometrele cuantice se caracterizează printr-o precizie foarte bună, mult superioară celorlaltor tipuri.

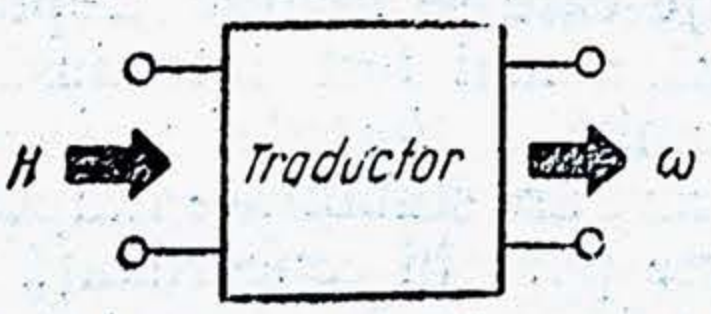


Fig. 7.22. Schema bloc a unui magnetometru cuantic

În cele ce urmează vom descrie numai cele două tipuri de magnetometre care sînt comercializate pe scară largă şi anume

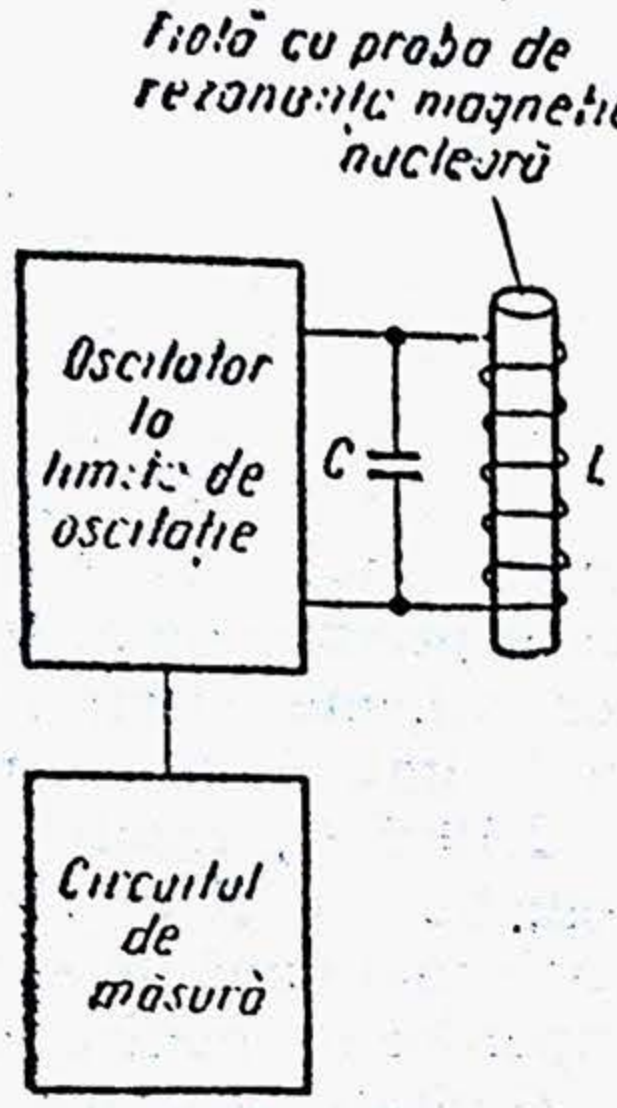


Fig. 7.23. Schema bloc a unui magnetometru de rezonanţă magnetică nucleară

magnetometrele de rezonanţă magnetică nucleară şi respectiv cu pompaj optic. Menţionăm că mai există şi alte tipuri de magnetometre şi anume cu oscilatori cu cuplaj prin spini, cu precesie nucleară liberă, cu maseri nucleari etc., care din diverse motive nu sînt utilizate pe scară largă.

7.2.2. MAGNETOMETRE DE REZONANŢA MAGNETICĂ NUCLEARĂ

Principiul de funcţionare al acestor magnetometre s-a conturat din paragraful precedent. Caracteristic acestor tipuri de magnetometre este modul de punere în evidenţă a frecvenţei de rezonanţă. În acest scop se utilizează proprietatea sistemului de spini nucleari de a absorbi o putere maximă în situaţia în care frecvenţa cîmpului electromagnetic aplicat este egală cu cea de rezonanţă.

Schema bloc a celui mai simplu magnetometru cu rezonanţă magnetică nucleară este reprezentată în fig. 7.23. Bobina *L* împreună cu condensatorul *C* formează circuitul oscilant al unui oscilator electric. În interiorul bobinei se introduce sistemul de spini nucleari. Oscilatorul este astfel proiectat încît să funcţioneze aproape de limita de amorsare a oscilaţiilor. În acest caz oscilatorul este foarte sensibil la puterea pe care o absoarbe sistemul de spini. Modificînd frecvenţa de oscilaţie se constată că pentru o anumită valoare, amplitudinea oscilaţiilor este minimă situaţie care corespunde absorbţie maxime de putere (fig. 7. 24). Se determină astfel frecvenţa la care apare rezonanţa şi apoi intensitatea cîmpului magnetic.

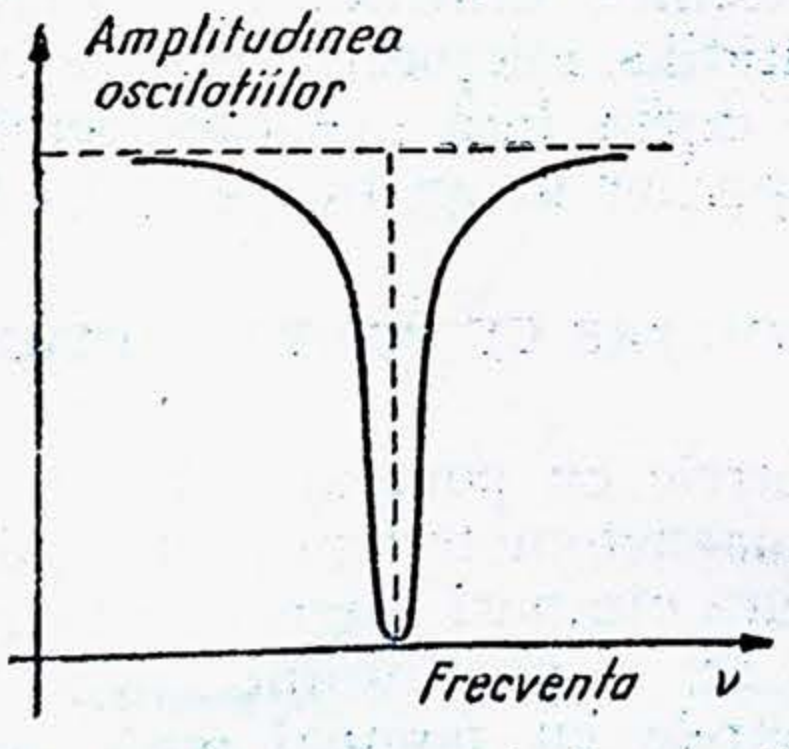


Fig. 7.24. Curba de variaţie a amplitudinii oscilaţiilor în funcţie de frecvenţă

Evident, au fost concepute scheme mult mai mai perfecţionate care asigură o precizie sporită în ceea ce priveşte determinarea frecvenţei la care apare rezonanţa.

Pentru măsurarea, cîmpurilor magnetice cuprinse între 12.000 și 24.000 *G* se utilizează rezonanța nucleelor de hidrogen din apă, adică rezonanța protonică, nucleul hidrogenului fiind constituit doar dintr-un proton. Gamei menționate de variație a cîmpului magnetic îi corespund frecvențe de rezonanță cuprinse între 50 și 100 *MHz*. Deoarece raportul giromagnetic al protonului este cunoscut cu o precizie de 5.10^{-6}, iar cu ajutorul unor scheme electronice adecvate pot fi obținute linii de rezonanță cu o semilărgime de 2.10^{-6} *G*, rezultă că valorile cîmpului magnetic pot fi obținute relativ ușor, cu o precizie mai bună de 10^{-5}.

La măsurarea cîmpurilor magnetice mai puternice nu apar dificultăți deoarece se pot utiliza nuclee cu raporturi giromagnetice mai mici. Astfel, utilizarea nucleelor de Li^7 sau D_2 permite micșorarea frecvențelor de lucru de 2,6 ori, respectiv de 6 ori (fig. 7.25).

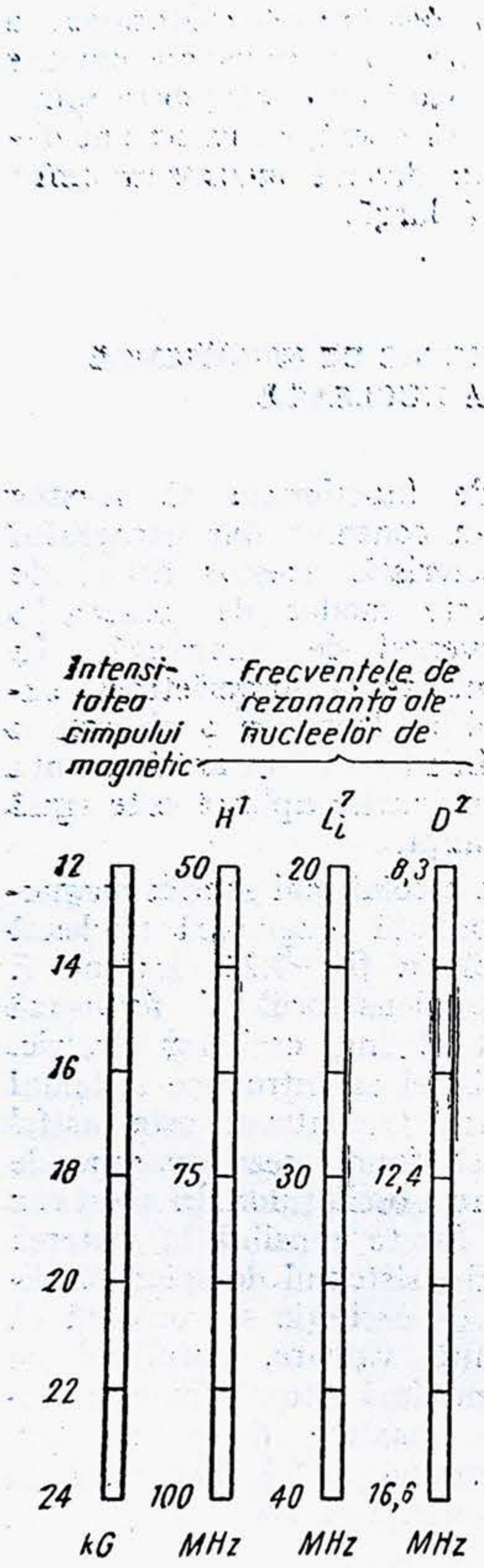


Fig. 7.25. Domeniul de variație a frecvențelor de rezonanță magnetică a nucleelor de *H*, *Li* și D_2 în cazul în care cîmpul magnetic variază între 12 000 și 24 000 *G*

Măsurarea cîmpurilor magnetice slabe, sub 10 *G* este mai dificilă, deoarece aborbția de putere scade foarte mult. Intensitatea semnalului de rezonanță devine în acest caz comparabilă cu zgomotul generat de aparatura electronică utilizată. În acest caz trebuie să folosim probe care să conțină un număr mare de spini, deci care au volum mare (de ordinul litrilor) și să perfecționăm aparatura electronică utilizată în vederea măririi sensibilității și micșorării zgomotului. Aceste metode devin însă neeficace pentru măsurarea cîmpurilor magnetice sub 0,1 *G*.

7.2.3. MAGNETOMETRE CU POMPAJ OPTIC

Magnetometrele cu pompaj optic completează gama magnetometrelor cuantice, deoarece pot măsura cîmpuri magnetice foarte slabe cum ar fi cel al pămîntului sau lunii.

Magnetometrele cu pompaj optic utilizează vaporii unor metale alcaline, cum ar fi *cesiul* și *rubidiul*, precum și *heliul*.

Metoda pompajului optic a fost prezentată la studiul etaloanelor de timp cu rubidiu. În cazul magnetometrelor cu vapori de cesiu se utilizează o altă variantă de pompaj optic, propusă și realizată de către fizicianul *Alfred Kastler*.

La studiul efectului *Zeeman* s-a arătat ca la o tranziție între două subnivele caracterizate prin valori ale numărului cuantic magnetic M_F diferite între ele printr-o unitate ($\Delta M_F = \pm 1$) se emite o radiație circular polarizată spre dreapta σ^+ (în cazul $\Delta M_F = +1$) și respectiv spre stînga σ^- (în cazul $\Delta M_F = -1$) și că la o tranziție între două subnivele cu aceleași valori ale numărului cuantic M_F ($\Delta M_F = 0$) o radiație linear polarizată π. Aceleași tipuri de radiații luminoase sînt absorbite de atomi și în procesul invers, atunci cînd urcă de pe un nivel inferior pe altul superior. Utilizînd această comportare a atomilor se poate obține popularea cu precădere a unor anumite subnivele Zeeman.

Mecanismul proceselor care au loc în acest caz poate fi urmărit mai ușor dacă considerăm două din nivelele energetice ale unui atom caracterizate de exemplu prin aceiași valoare a numărului cuantic F și anume $F = 3$. Într-un cîmp magnetic, fiecare nivel se despică în cîte 3 subnivele Zeeman deoarece M_F poate avea $2F + 1 = 3$ valori și anume $M_F = -1, 0, +1$.

Să iluminăm sistemul de atomi considerat cu un fascicul circular polarizat, de exemplu, spre dreapta. Sub acțiunea acestui fascicul atomii urcă de pe subnivelele stării inferioare pe cele ale stării superioare numai dacă numărul cuantic magnetic M_F variază cu $+1$. Trebuie deci ca $\Delta M_F = (M_F)_i - (M_F)_s = +1$ unde indicii i și s se referă la subnivelele stării inferioare, respectiv superioare. În consecință, sub acțiunea luminii circular polarizate spre dreapta, atomii de pe subnivelele $M_F = -1$ și $M_F = 0$ ale stării inferioare urcă pe sub-

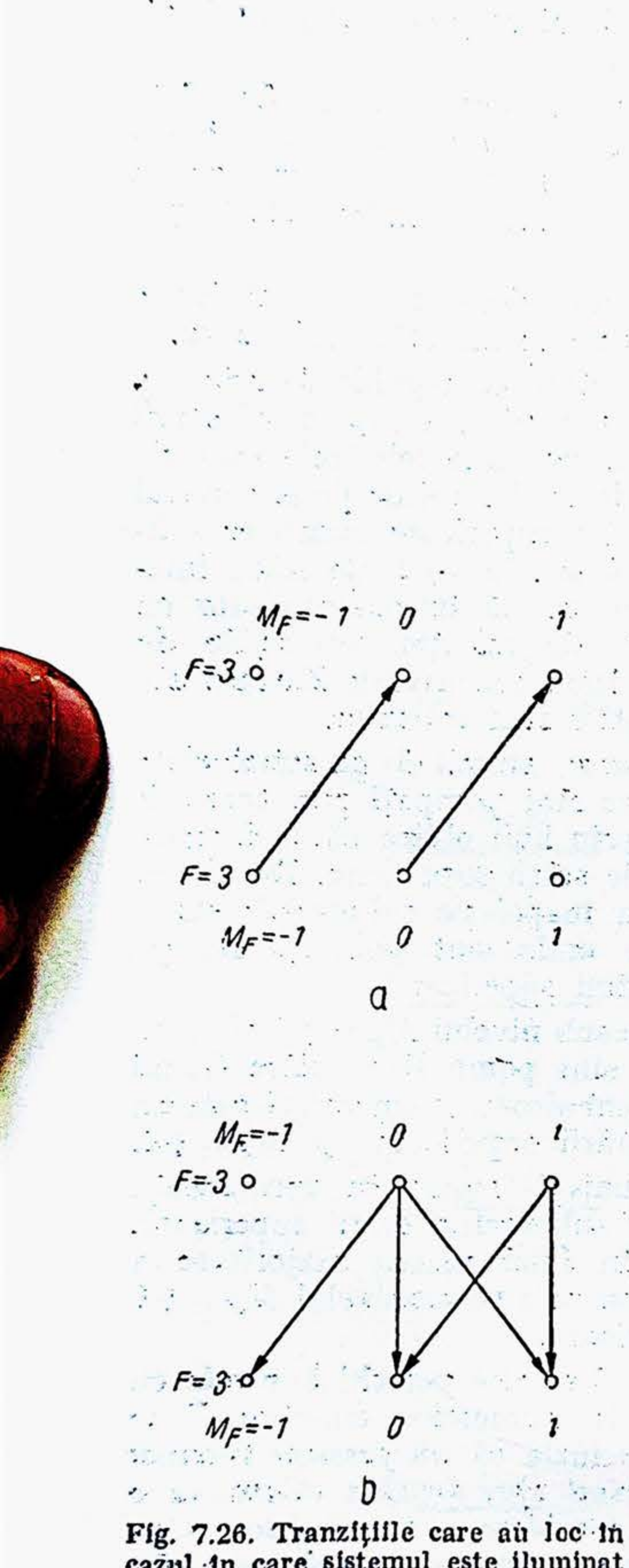


Fig. 7.26. Tranzițiile care au loc în cazul în care sistemul este iluminat cu un fascicul circular polarizat spre dreapta:
a — tranzițiile induse de fasciculul luminos; *b* — tranzițiile de revenire ale atomilor

nivelele $M_F=0$ și respectiv $M_F=+1$ ale stării superioare.

În diagrama reprezentată în fig. 7.26 tranzițiile de absorbție induse de către fasciculul luminos circular polarizat spre dreapta apar sub forma unor săgeți îndreptate înspre dreapta.

De pe subnivelele stării superioare, atomii revin pe cele ale stării inferioare.

În conformitate cu regulile de selecție, atomii de pe sub nivelul $M_F=0$ al stării superioare revin pe toate cele trei subnivele ale stării inferioare, iar cei de pe subnivelul $M_F=+1$ al stării superioare numai pe subnivelele $M_F=0$ și $M_F=+1$ ale stării inferioare. Menționăm că în conformitate cu aceleași reguli de selecție, tranzițiile de dipol electric între subnivelele Zeeamn ale unei același stări sînt interzise.

În continuare, atomii de pe subnivelele stării inferioare sînt pompați prin tranziții reprezentate prin linii oblice către dreapta pe sub nivelele stării superioare. De aici ei revin din nou înapoi pe subnivelele stării inferioare, de unde sînt pompați iar pe subnivelele stării superioare.

Atomii de sub nivelul $M_F=+1$ al stării inferioare nu sînt pompați de către fluxul luminos incident deoarece nu există nici un subnivel al stării superioare cu $M_F=+2$. Pe acest subnivel sosesc în permanență atomii de pe subnivelele stării superioare. Rezultă că în final marea majoritate a atomilor se vor afla pe subnivelul $M_F=+1$ al stării inferioare.

Considerînd și alte perechi de nivele cu alte valori ale numerelor cuantice F se ajunge la concluzia că *un fascicul luminos circular polarizat spre dreapta determină o populare cu precădere a subnivelelor stării inferioare cu valori pozitive mari ale numerelor cuantice* M_F.

Avînd în vedere semnificația fizică a numărului cuantic magnetic M_F, rezultă că

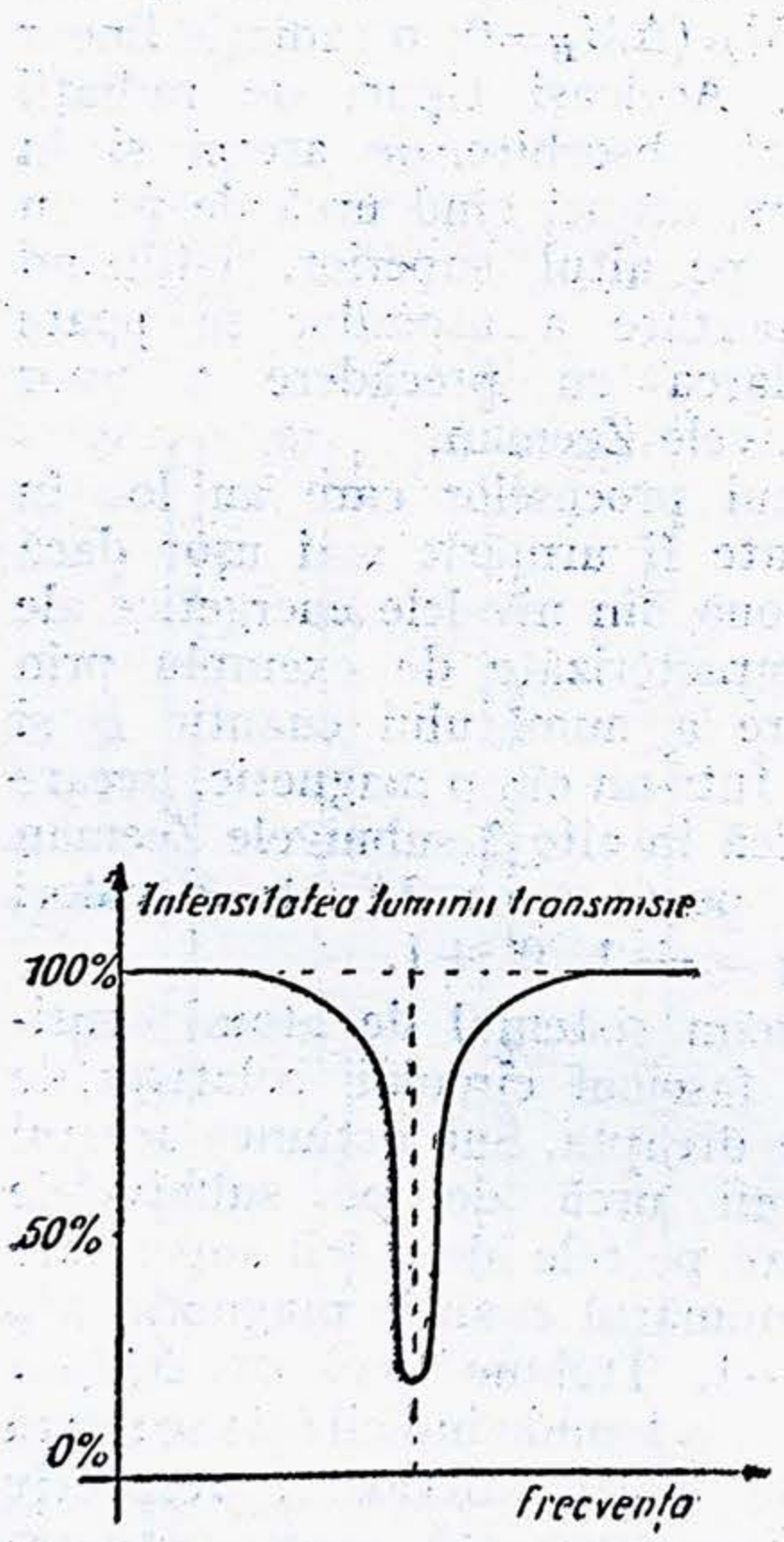


Fig. 7.27 Variația intensității luminii care a străbătut sistemul de atomi în funcție de frecvența cîmpului electromagnetic

marea majoritate a atomilor sînt orientaţi în direcţia cîmpului magnetic. *Fasciculul luminos circular polarizat spre dreapta produce deci o aliniere a atomilor de-alungul direcţiei cîmpului magnetic aplicat din exterior.*

Este important de observat că dacă asupra sistemului acţionează numai fasciculul luminos, atunci absorţia de energie de la aceasta are loc doar în momentele iniţiale, în care atomii sînt concentraţi pe subnivelele stării inferioare cu valori pozitive mari ale lui M_F. După ce marea majoritate a atomilor au ajuns pe aceste subnivele, absorţia de fotoni de la fasciculul luminos teoretic încetează, deoarece în sistem numai pot avea loc tranziţii. În realitatemai au loc totuşi tranziţii determinate ,de exemplu, de ciocnirile cu pereţii balonului de sticlă sau cu atomii de impurităţi, însă numărul lor este neglijabil. În consecinţă, fasciculul luminos traversează practic neatenuat balonul de sticlă în care se află atomii consideraţi.

Dacă alături de fluxul luminos circular polarizat spre dreapta sistemul de spini este supus şi acţiunii unui cîmp electromagnetic a cărui frecvenţă este egală cu cea a tranziţiilor între subnivelele Zeeman ale stării inferioare, atunci printr-un proces analog cu cel prezentat la studiul etalonului cu rubidiu apare o absorţie mai puternică de fotoni de la fluxul luminos. Intensitatea luminii care străbate balonul în care se află sistemul de atomi prezintă o valoare minimă în situaţia în care frecvenţa cîmpului electromagnetic este egală cu cea a tranziţiilor între subnivelele Zeeman ale nivelului inferior (fig. 7.27).

Pe acest principiu funcţionează *magnetometrul cu cesiu*. Procesele care au loc în acest caz sînt mai complicate deoarece intervin foarte multe subnivele Zeeman. Astfel în fig. 7.28 sînt reprezentate nivelele energetice ale cesiului. Aşa după cum s-a arătat stării fundamentale $6^2S_{1/2}$ datorită existenţei spinului nuclear $I=7/2$ îi corespund două

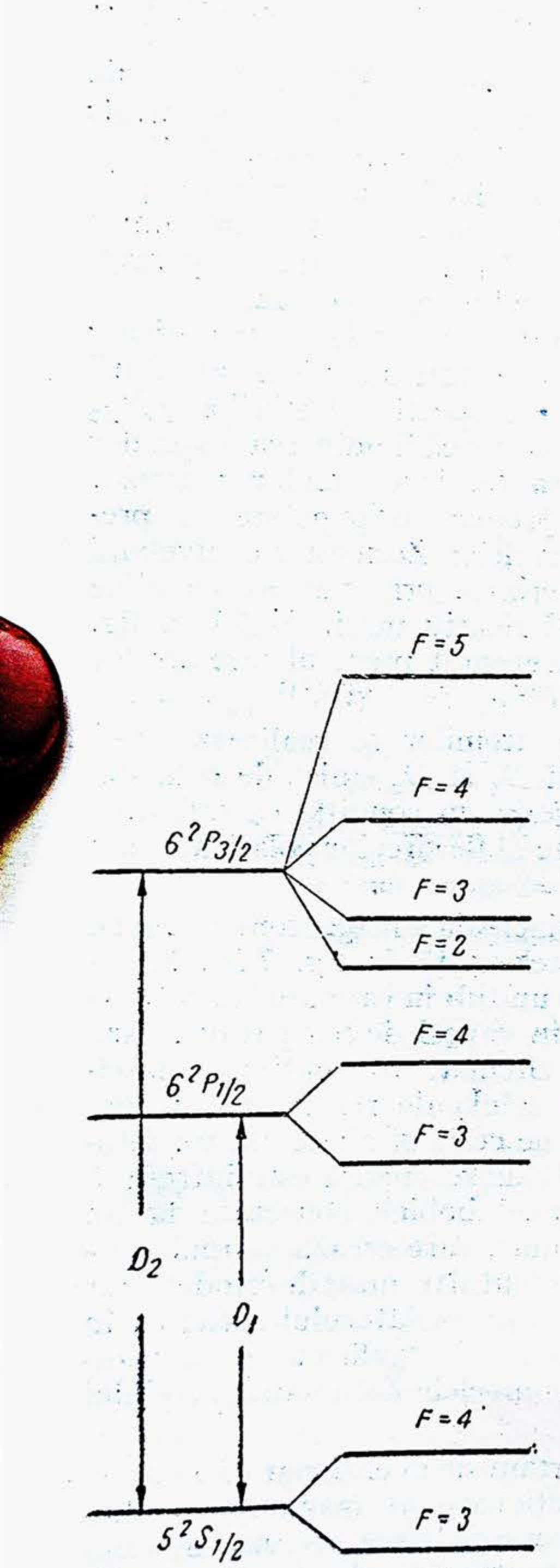


Fig. 7.28. Nivelele energetice ale atomului de cesiu —133

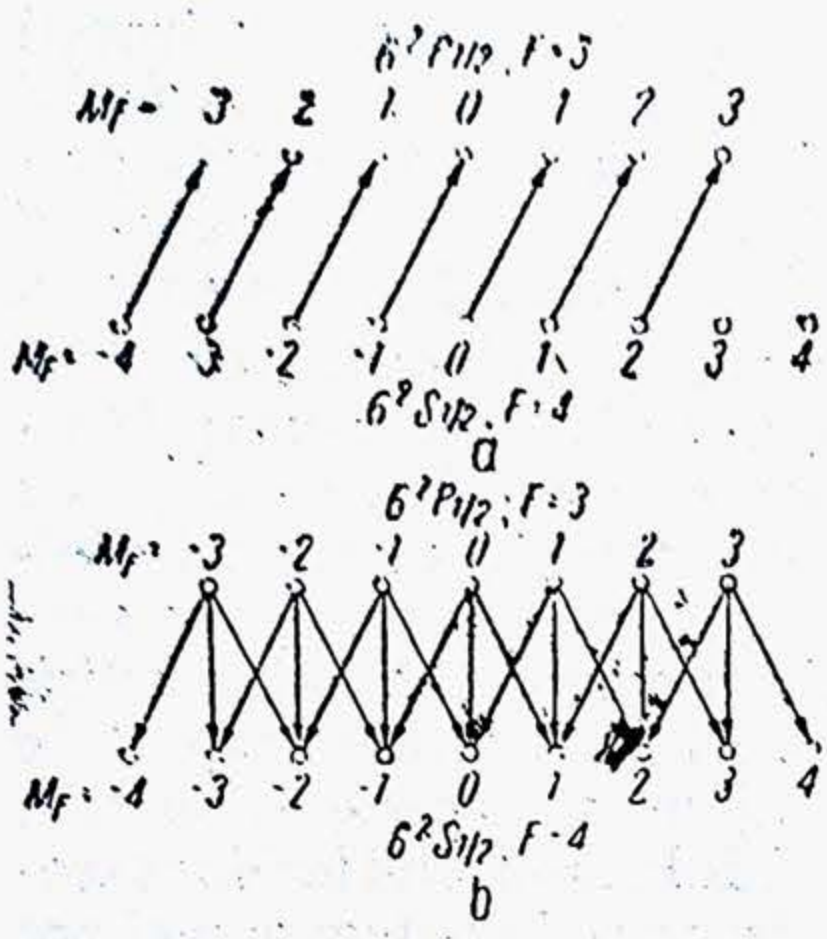


Fig. 7.29. Pompajul optic între nivelele $6^2S_{1/2}$ F=4 și $6^2P_{1/2}$ F=3
a — tranzițiile induse de fasciculul luminos; *b* — tranzițiile de revenire ale atomilor

nivele caracterizate prin $F=4$ și respectiv $F=3$.

Și stărilor superioare $6^2P_{1/2}$ și $6^2P_{3/2}$ din același motiv le corespund două nivele hiperfine caracterizate prin $F=4$ și $F=3$, respectiv patru nivele caracterizate prin $F=5$, $F=4$, $F=3$ și $F=2$. Fiecare dintre aceste nivele se despică într-un cîmp magnetic în $2F+1$ subnivele Zeeman.

Repetînd raționamentele pentru oricare pereche formată dintr-un nivel al stării fundamentale și respectiv al stărilor $6^2P_{1/2}$ sau $6^2P_{3/2}$ se obține că iluminarea vaporilor de cesiu cu un fascicul circular polarizat spre dreapta produce o populare cu precădere a subnivelelor Zeeman ale nivelului inferior caracterizate prin numere cuantice M_F pozitive și relativ mari. Astfel în fig. 7.29 a fost reprezentat procesul care are loc între nivelele $6^2S_{1/2}$ F=4 și $6^2P_{1/2}$ F=3.

Orientarea atomilor se realizează deci cu ambele linii D_1 și D_2 emise de o lampă cu vapori de cesiu, cu condiția ca radiațiile corespunzătoare să fie circular polarizate spre dreapta.

Schema principală a magnetometrului cu cesiu este reprezentată în fig. 7.30. Fasciculul emis de un tub în care are loc descărcare electrică în vapori de cesiu traversează un polarizor circular. În continuare fasciculul străbate celula de rezonanță în care se află vapori de cesiu și ajunge la un fotodetector. Celula de rezonanță este introdusă în interiorul unei bobine conectată la un oscilator electronic, care crează cîmpul electromagnetic. Curentul furnizat de fotodetector comandă frecvența oscilatorului astfel ca în permanență ea să fie egală cu cea a tranzițiilor între subnivelele Zeeaman al nivelului inferior.

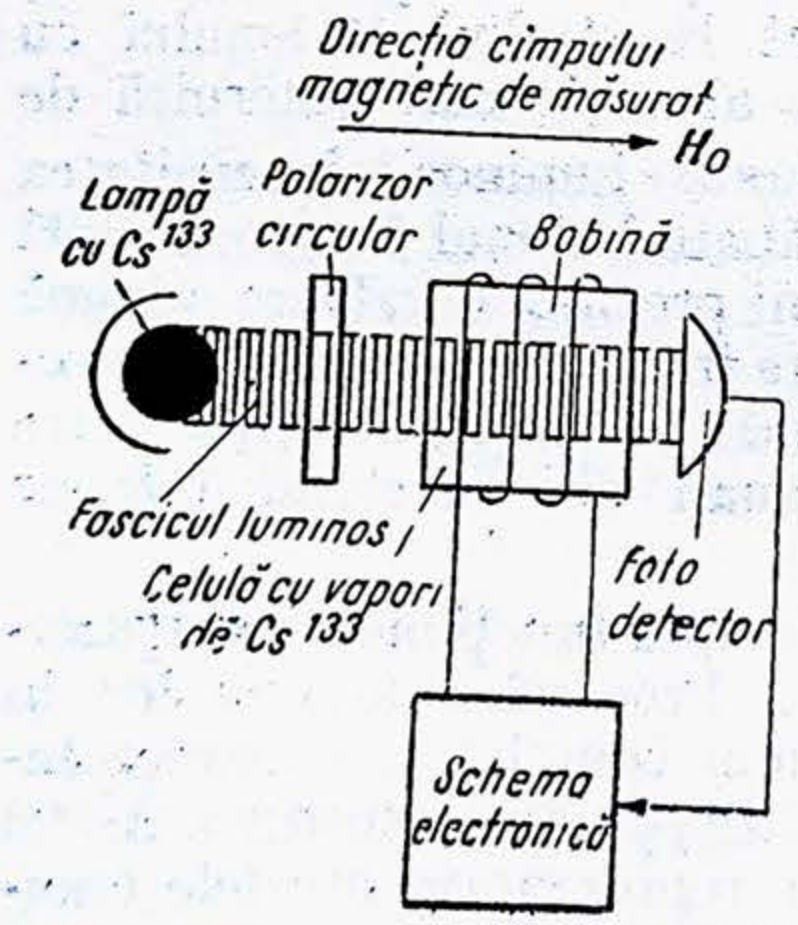


Fig. 7.30. Schema bloc a magnetometrului cu cesiu care funcționează în regim de urmărire a frecvenței

Este important de menționat că în acest regim de funcționare al magnetometrului, caracterizat prin *urmărirea frecvenți* de *rezonanță-a atomilor*, direcția cîmpului magnetic continuu $\mathbf{H}_0$ de măsurat coincide cu cea a

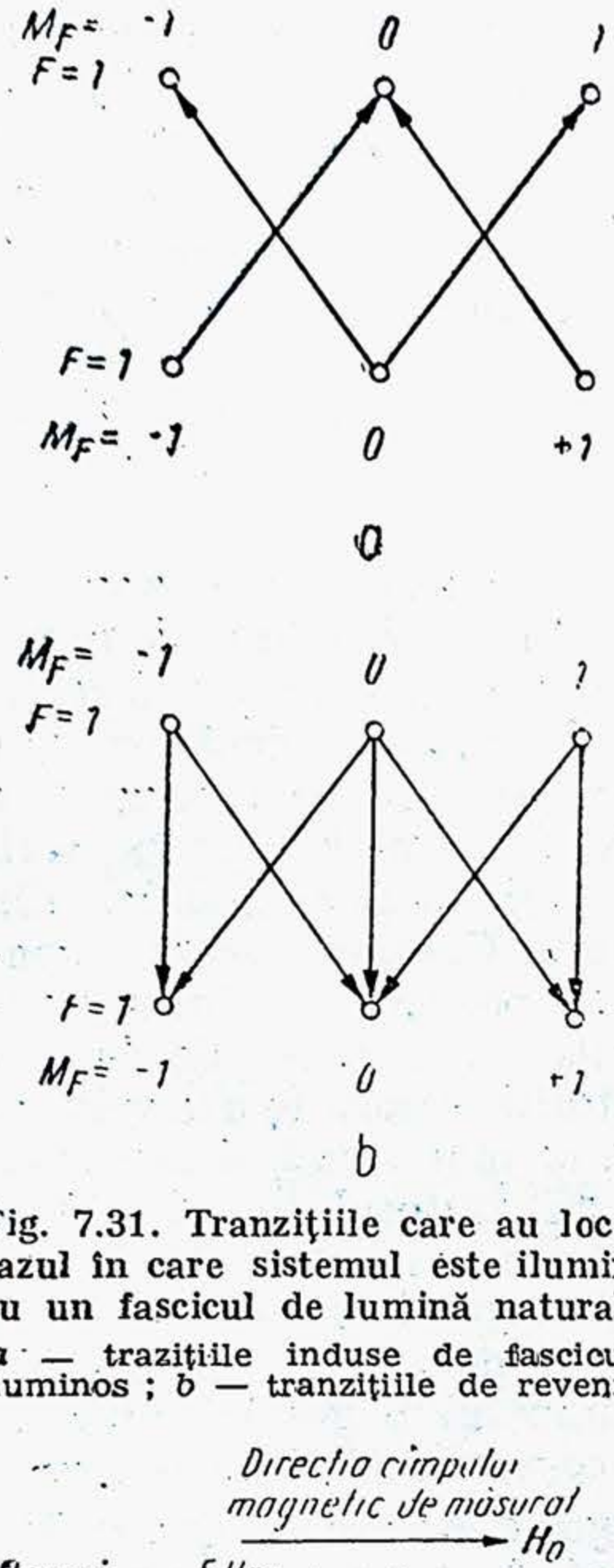


Fig. 7.31. Tranzițiile care au loc în cazul în care sistemul este iluminat cu un fascicul de lumină naturală : *a* — tranzițiile induse de fasciculul luminos ; *b* — tranzițiile de revenire

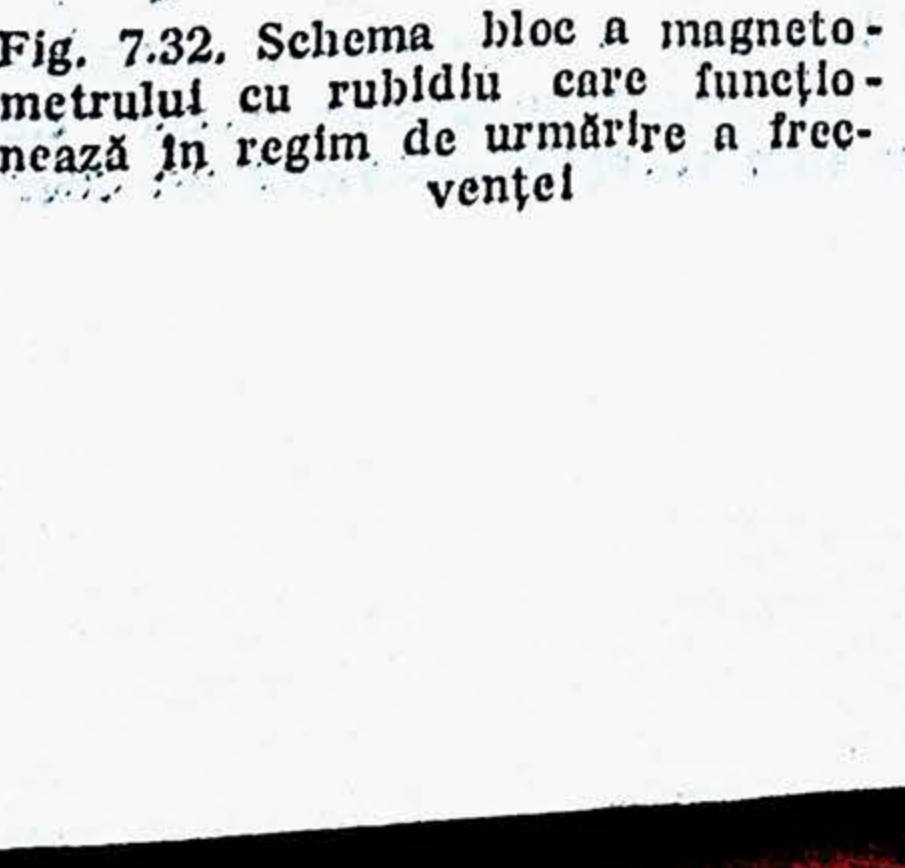


Fig. 7.32. Schema bloc a magnetometrului cu rubidiu care funcționează în regim de urmărire a frecvenței

fasciculului luminos, care la rîndul său este identică cu cea a axei bobinei ce crează cîmpul electromagnetic,

Un alt tip de magnetometru cu pompaj optic este cel cu rubidiu. La acest magnetometru se utilizează o altă variantă de pompaj optic. Celula de rezonanță cu vapori de rubidiu este traversată de către un fascicul luminos nepolarizat, care însă a fost filtrat, ca și în cazul etalonului de timp corespunzător cu ajutorul unui balon de sticlă cu vapori de rubidiu —85.

Lumina naturală nepolarizată induce atît tranziții σ^+ cît și σ^-. Efectuînd același raționamente ca cele de la iluminarea cu radiații σ^+, se obține că în acest caz atomii sînt concentrați pe subnivelele caracterizate prin valori absolute mari, atît pozitive cît și negative ale numărului cuantic M_F. Astfel în fig. 7.31 au fost reprezentate procesele care au loc în cazul în care atît nivelul inferior cît și cel superior au $F=1$. Cîmpul electromagnetic tinzînd să egalizeze populațiile subnivelelor Zeeman determină prin același mecanism o atenuare mai puternică a fasciculului luminos care străbate celula de rezonanță, față de situația în care este absent.

Necesitatea filtrării fasciculului de pompaj este determinată de ciocnirile dintre atomii de rubidiu aflați în stările excitate, care produc ușor o egalizare a populațiilor subnivelelor Zeeman ale acestora.

Schema magnetometrului este reprezentată în fig. 7.32. Lumina emisă de către o lampă cu vapori de rubidiu-87, în care are loc o descărcare electrică traversează o celulă în care se află vapori de rubidiu-85. În continuare, fasciculul străbate celula de rezonanță umplută cu vapori de rubidiu-87. care este introdusă în interiorul unei bobine, Determinarea frecvenței corespunzătoare tranzițiilor dintre subnivelele Zeeman se realizează în același mod.

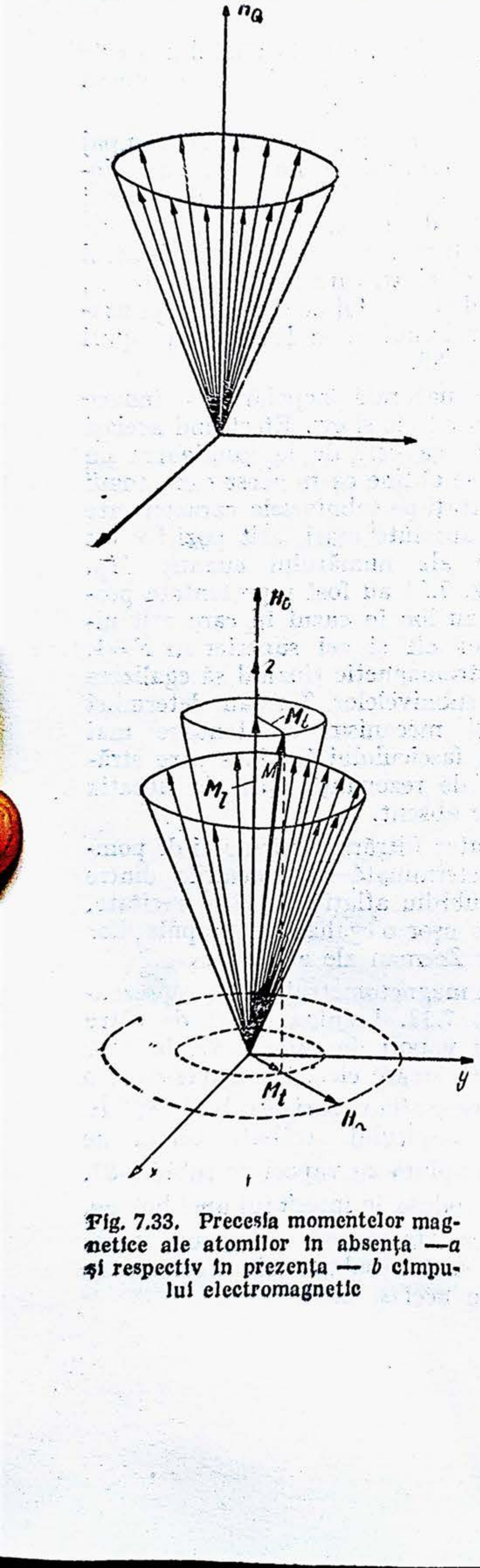


Fig. 7.33. Precesia momentelor magnetice ale atomilor în absența —*a* și respectiv în prezența — *b* cîmpului electromagnetic

O perfecționare importantă a acestor tipuri de magnetometre o constituie funcționarea în *regim de autooscilație*. Funcționarea în acest regim se bazează pe proprietatea atomilor din celula de rezonanță de a produce o modulație a amplitudinii intensității fasciculului luminos transmis în cazul în care direcția cîmpului magnetic de măsurat nu coincide cu axa bobinei care crează cîmpul electromagnetic.

Pentru a înțelege mecanismul apariției acestei modulații în amplitudine să considerăm pentru început cazul în care direcția cîmpului magnetic continuu coincide cu axa bobinei deci și cu direcția de propagare a fasciculului luminos. Să urmărim pe rînd acțiunea acestor factori asupra atomilor din celula de rezonanță. Cîmpul magnetic continuu nu poate să producă o aliniere sesizabilă a momentelor magnetice de-alungul direcției sale, datorită valorii foarte mici pe care o are. Dacă se mai aplică și fasciculul luminos atunci cu ajutorul lui se obține alinierea momentelor magnetice de-alungul direcției cîmpului magnetic. Fiecare moment magnetic execută o mișcare de precesie în jurul direcției cîmpului magnetic continuu. Rezultă astfel o componentă $\mathbf{M}_l$ a magnetizării $\mathbf{M}$ de-alungul cîmpului magnetic $\mathbf{H}_0$, relativ importantă, în timp ce componența perpendicular $\mathbf{M}_t$ este nulă.
Aplicarea cîmpului alternativ $\mathbf{H}_\sim$ determină ca prin procesul prezentat la studiul fenomenelor de rezonanță magnetică să apară o componentă $\mathbf{M}_t$ transversală a magnetizării diferită de zero. Această componentă are o mărime constantă deoarece și amplitudinea componentei circular polarizată a cîmpului magnetic creat de bobină este de asemenea constantă.

În cazul în care direcția cîmpului magnetic continuu $\mathbf{H}_0$ numai coincide cu cea a axei bobinei, componenta circular polarizată a cîmpului magnetic creat de aceasta nu se mai rotește descriind un cerc

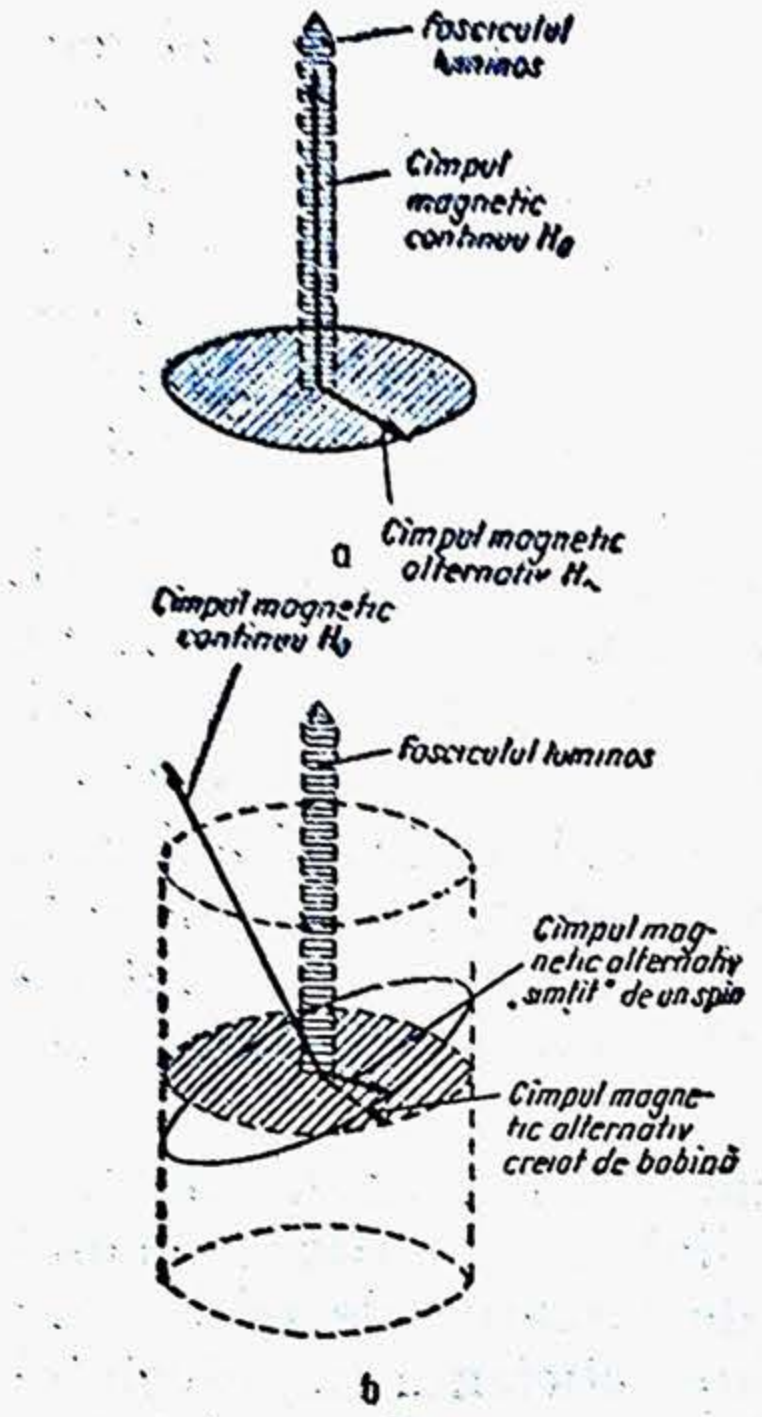


Fig. 7.34. Cîmpul electromagnetic „simțit" de sistemul de spini în cazul în care direcția cîmpului magnetic coincide — *a* respectiv nu coincide — *b* cu cea a axei bobinei și a fasciculului luminos

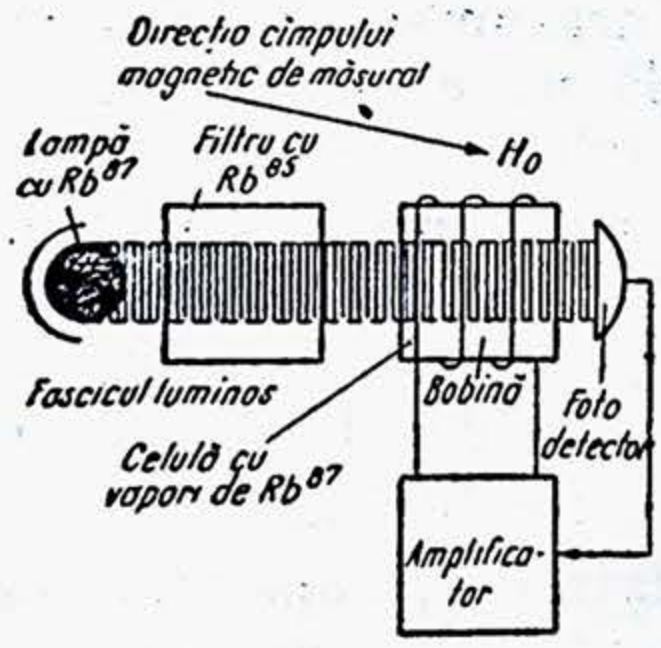


Fig. 7.35. Schema bloc a unui magnetometru cu pompaj optic care funcționează în regim de autooscilație. Pentru exemplificare s-a ales cazul magnetometrului cu rubidiu

situat într-un plan perpendicular pe $\mathbf{H}_0$. Efectul acestui cîmp este identic cu cel al unui cîmp eliptic polarizat care descrie elipsa obținută prin intersectarea cilindrului care are ca axă pe cea a bobinei și care are ca secțiune cercul descris de componenta circular polarizată, cu un plan perpendicular pe direcția lui $\mathbf{H}_0$. Cîmpul alternativ creat de bobină apare atomilor ca fiind modulat în amplitudine. Din această cauză și efectul depopulant al acestui cîmp va fi alternativ în timp și în consecință lumina transmisă de celula de rezonanță va fi modulată în amplitudine cu o frecvență egală cu cea a semnalului aplicat bobinei. La aceasta mai trebuie să adăugăm că în general și probabilitățile tranzițiilor dintre diferitele subnivele Zeeman depind de unghiul pe care îl face direcția cîmpului magnetic cu cea a fasciculului luminos.

Efectul de modulație al intensității fasciculului transmis de celula de rezonanță este maxim în cazul în care direcția cîmpului magnetic $\mathbf{H}_0$ face un unghi de 45° cu axa bobinei.

Se poate concepe cu ușurință o schemă electronică în care cu ajutorul unui amplificator și al unui circuit de reacție format din bobină, celula de rezonanță și fotodetector să se obțină un oscilator, care utilizînd această modulație în amplitudine a fasciculului transmis de celulă, să oscileze pe frecvența pentru care absorția prezentată de celulă este maximă (fig. 7.35).

În acest caz magnetometrul fiind în esență un oscilator, generează el însuși un semnal a cărui frecvență este direct proporțională cu intensitatea cîmpului magnetic de măsurat.

Alături de cesiu și rubidiu și heliul poate fi folosit pentru realizarea magnetometrelor cu pompaj otpic. Așa după cum s-a arătat, în funcție de cuplajul între cei doi electroni nivelele energetice pot avea numărul cuantic S egal cu 0 și respectiv 1. Deoarece regulile

de selecție interzic tranzițiile între nivelele cu valori diferite ale numărului cuantic S fenomenele se întîmplă ca și cum ar exista două specii diferite de atomi de heliu. Așa după cum s-a arătat aceste două „specii" au căpătat chiar denumiri diferite. Astfel se deosebesc atomi de *paraheliu* în cazul în care ei se află în stări caracteristice prin $S=0$ și respectiv *ortoheliu* în cazul în care $S=1$. Paraheliul este diamagnetic deoarece are un moment magnetic (permanent) de spin nul, în timp ce ortoheliul este paramagnetic.

Nivelul fundamental al heliulului este 1^1S_0. Nivelul excitat imediat superior este 2^3S_1. Tranzițiile între aceste nivele sînt interzise. Din această cauză nivelul 2^3S_1 este metastabil.

Deoarece în funcționarea magnetometrului intervine ortoheliul, în celula de rezonanță se stabilește o descărcare electrică care asigură o populare eficientă a nivelului metastabil 2^3S_1. Pentru atomii de ortoheliu, nivelul 2^3S_1 reprezintă nivelul fundamental deoarece timpul său de viață este de aproximativ 1 *ms*.

În funcționarea magnetometrului intervin numai atomii de ortoheliu. Din această cauză intervin numai nivelele caracterizate prin $S=1$, adică cu multiplicitatea $2S+1=3$. Aceste nivele au fost reprezentate în fig.7.36. Se observă că deasupra nivelului metastabil 2^3S_1 se află un grup de trei nivele 2^3P_2, 2^3P_1 și 2^3P_0 relativ apropiate între ele. Tranzițiile de pe aceste nivele pe cel metastabil sînt însoțite însoțite de emisia așa numitelor linii D_2, D_1 și D_0 caracterizate prin lungimile de undă de 10829,09 $\AA$, 10830,25$\AA$ și respectiv 10830,35$\AA$.

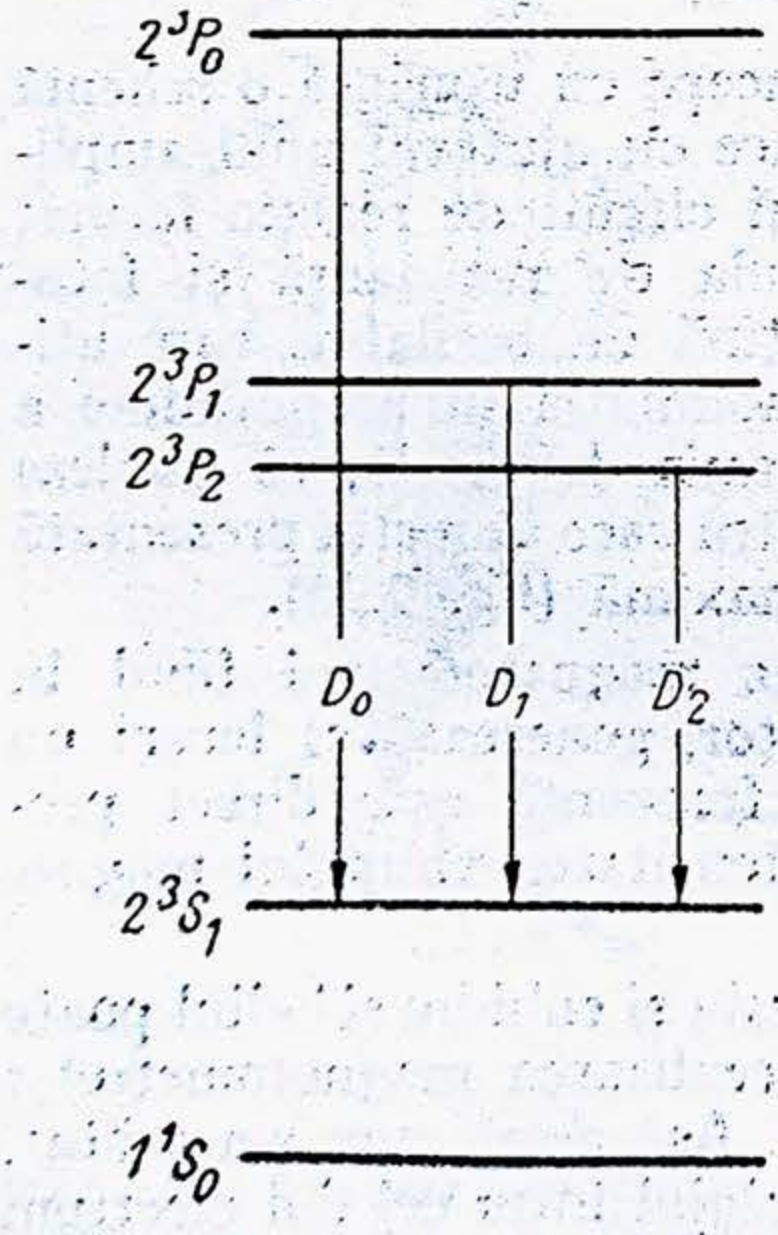


Fig. 7.36, Nivelele energetice ale atomului de heliu

Pentru realizarea pompajului optic, celula de heliu în care s-a stabilit o descărcare electrică pentru popularea nivelului metastabil 2^3S_2 este iluminată cu un fascicul de lumină nepolarizată cu $\lambda=10829{,}09\AA$. Sub acțiunea acestui fascicul, atomii de ortoheliu

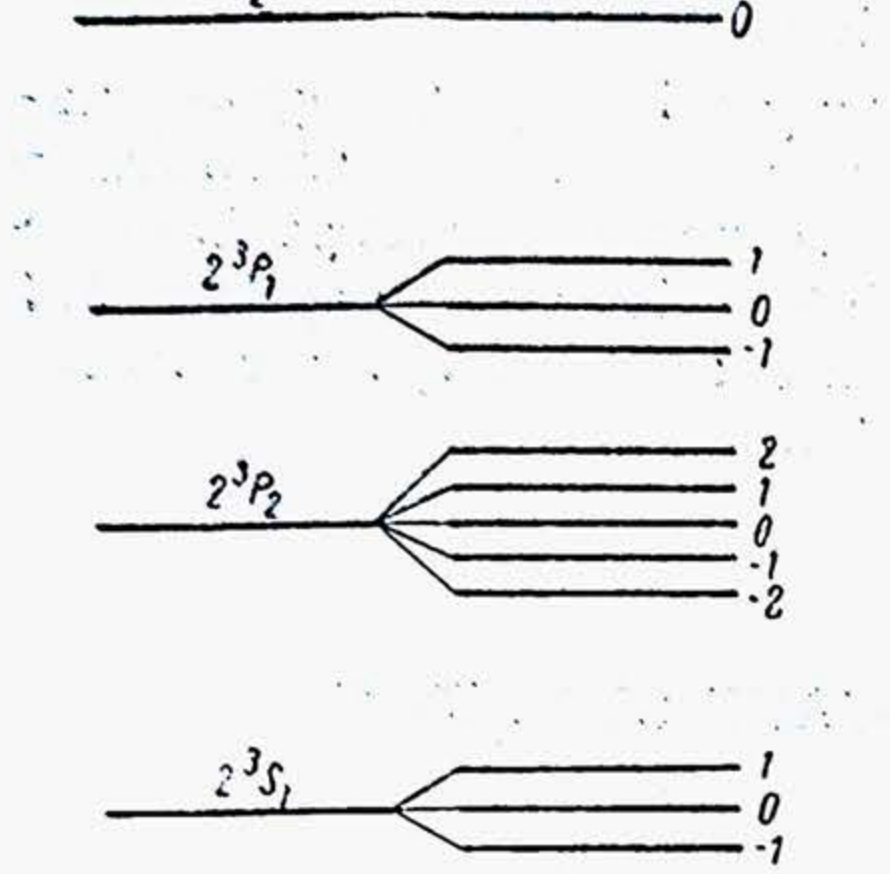


Fig. 7.37. Despicarea Zeeman a nivelelor energetice ale ortoheliului

Fig. 7.38. Populațiile subnivelelor stării metastabile 2^3S_1 în absența — *a*, respectiv prezența pompajului optic-*b*

de pe nivelul metastabil sînt pompați pe nivelul superior 2^3P_0.

Ciocnirile dintre atomii de heliu reușesc să egalizeze populațiile celor trei nivele 2^3P_0, 2^3P_1, și 2^3P_2 deoarece energiile lor sînt foarte apropiate. În continuare, de pe aceste nivele atomii de heliu revin cu probabilități practic egale pe nivelul metastabil.

În prezența cîmpului magnetic, nivelul metastabil se despică în trei subnivele caracterizate prin $M_J = -1, 0, +1$. Și nivelele superioare se despică de asemenea, într-un număr corespunzător de subnivele (fig. 7.37). Datorită unor cauze a căror explicație depășește cadrul lucrării, atomii aflați pe subnivelul 2^3S_1 $M_J=0$ sînt pompați într-o proporție mai mare decît cei care se află pe subnivelele 2^3S_1 $M_J=\pm 1$. În consecință fasciculul luminos determină o micșorare a populațiilor subnivelului $M_J=0$ în comparație cu cea a subnivelelor $M_J=\pm 1$. Această situație se menține chiar și după revenirea atomilor de pe nivelele excitate superioare deoarece datorită energiilor lor foarte apropiate, ciocnirile dintre atomi reușesc să le egalizeze populațiile, iar probabilitatea de revenire pe cele trei subnivele ale stării metastabile fundamentale rămîn în continuare egale (fig. 7.38). Această diferență între populațiile subnivelelor Zeeman este distrusă de către cîmpul electromagnetic, ceea ce are ca efect micșorarea intensității fasciculului luminos transmis de celulă, efect cu ajutorul căruia se determină frecvența corespunzătoare acestor tranziții.

Magnetometrele cu pompaj optic permit nu numai măsurarea intensității cîmpului magnetic, dar și determinarea direcției sale, ceea ce reprezintă o calitate foarte importantă, mai ales la studiul cîmpului magnetic terestru sau interplanetar. În cest scop se utilizează efectele care depind de unghiul pe care îl face di-

recția cîmpului magnetic continuu și cea a fasciculului luminos.

Metoda pompajului optic asigură acestor tipuri de magnetometre o sensibilitate foarte bună, care poate să ajungă la unele tipuri chiar pînă la $10^{-2}\ \gamma$, γ reprezentînd unitatea de măsură a cîmpurilor foarte slabe $1\gamma = 10^{-5}\ G$.

7.3. GIROSCOAPE CUANTICE

Într-un cîmp magnetic continuu un atom execută o mișcare de precesie în jurul direcției acestuia, identică cu cea a unui giroscop în cîmpul gravitațional al pămîntului. Această proprietate a atomilor este utilizată pentru construirea giroscoapelor cuantice. După cum se știe un giroscop reprezintă în esență un corp cu simetrie axială (de obicei un disc prevăzut cu un ax) animat de o mișcare de rotație în jurul axei de simetrie. Grație unui sistem mecanic adecvat, axei de rotație a giroscopului i se poate da orice orientare în spațiu (fig. 7.39). Giroscoapele au numeroase aplicații în tehnica construcțiilor aerospațiale. Prezența pieselor mecanice în mișcare creează multe dificultăți. Aceste dificultăți au fost înlăturate prin înlocuirea corpului cu simetrie axială printr-un sistem de spini, obținîndu-se astfel un giroscop care nu are piese mecanice în mișcare. Au fost construite numeroase tipuri de giroscoape cuantice. Dintre acestea, în cele ce urmează vom prezenta *giroscopul nuclear cu pompaj optic*, utilizat pentru determinarea unghiului de rotație precum și a vitezei de rotație.

Fig. 7. 39. Schema unui giroscop mecanic

Schema giroscopului este reprezentată în fig. 7.40. Cu ajutorul celor două bobine L_1 alimentate de la o sursă de tensiune continuă se creează un cîmp magnetic continuu de-alungul axei verticale, care repre-

zintă în același timp și axa de măsură a giroscopului. În interiorul acestor bobine se află o altă bobină L_2 mai mică, dispusă de-alungul unei direcții conținute în planul orizontal. Această bobină creează un cîmp magnetic alternativ. În interiorul sistemului de bobine se află celula de rezonanță formată dintr-un balon de cuarț umplut cu vapori de mercur — 199 (*Hg*-199).

O sursă cu vapori cu mercur 204 (*Hg*-204) în care are loc o descărcare electrică și un polarizor circular creează fasciculul luminos de pompaj. Intensitatea fasciculului luminos care a străbătut celula de rezonanță este măsurată cu ajutorul unui detector foto-electric. Semnalul de la detector este aplicat la intrarea unui amplificator. La bornele de ieșire ale amplificatorului este conectată bobina care creează cîmpul magnetic alternativ. Se observă ușor că deoarece fasciculul luminos de pompaj nu este îndreptat de-alungul direcției cîmpului magnetic continuu, giroscopul, cu excepția bobinelor L_1 care creează cîmpul magnetic continuu, reprezintă un magnetometru care funcționează în regim de autooscilație.

Să considerăm inițial că platforma pe care se află montat giroscopul este în repaos. În acest caz, la ieșirea amplificatorului se obține un semnal sinusoidal a cărui frecvență și fază este determinată de mărimile corespunzătoare ale mișcării de precesie pe care o execută magnetizația sistemului de spini.

Să presupunem că platforma pe care este montat giroscopul s-a rotit cu un unghi. Datorită acestei rotații se modifică poziția pe care o are magnetizația față de bobina L_2. Pentru bobina L_2 totul este ca și cum magnetizația pe lîngă mișcarea de precesie pe care o avea, mai suferă o deplasare suplimentară pe conul de precesie. În acest caz semnalul de la ieșirea amplificatorului prezintă o variație suplimentară a fazei, față de cazul în care platforma ar fi rămas în repaus. Astfel în fig. 7.41 a fost reprezentat

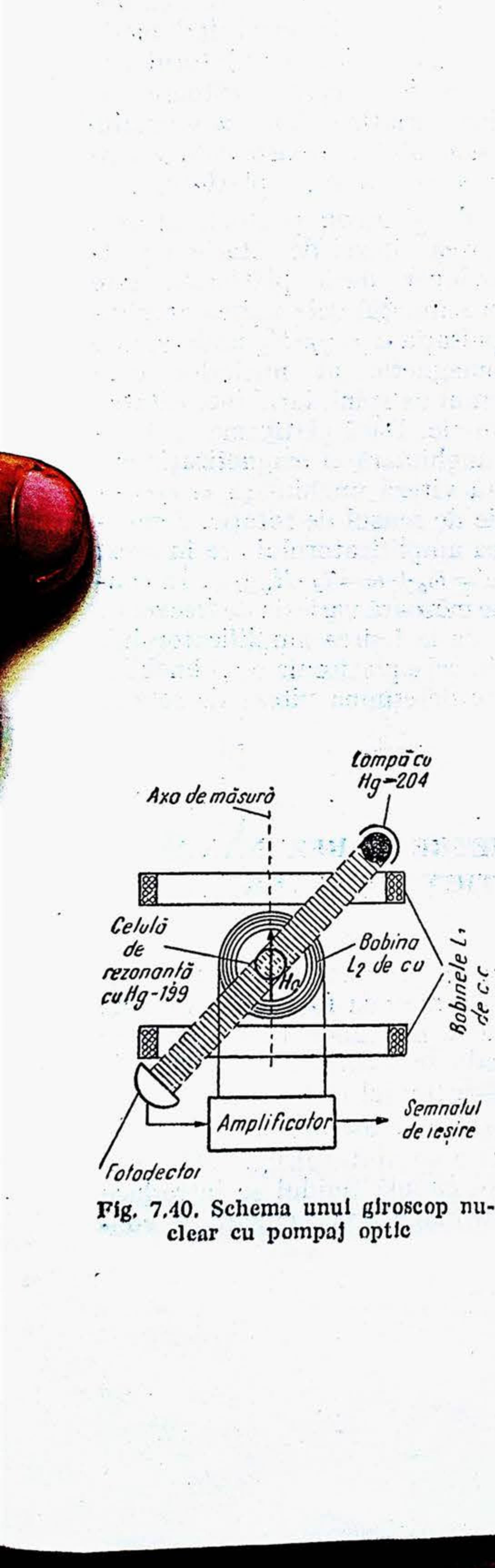


Fig. 7.40. Schema unui giroscop nuclear cu pompaj optic

semnalul de la ieşirea amplificatorului în cazul în care platforma este în repaus, respectiv suferă o rotaţie, practic instantanee cu un unghi de $\pi/2$. S-a considerat o rotaţie instantanee pentru a se putea observa mai uşor modificarea fazei. Determinînd modificarea pe care o suferă faza cu ajutorul unei instalaţii electronice corspunzătoare se poate determina variaţia de fază a semnalului *b* faţă de semnalul *a*, măsurîndu-se astfel unghiul cu care s-a rotit platforma.

Acest tip de giroscop poate fi utilizat şi la determinarea vitezei de rotaţie a platformei. Într-adevăr dacă platforma este imobilă atunci semnalul dela ieşirea amplificatorului are pulsaţia $\omega_0 = \gamma_I \cdot H_0$ unde γ_I este raportul giromagnetic al nucleelor care formează sistemul de spini, iar H_0 intensitatea cîmpului magnetic. Dacă platforma se roteşte cu viteza unghiulară ω magnetizaţia are faţă de această viteză unghiulară $\omega' = \omega_0 \pm \pm \omega$, în funcţie de sensul de rotaţie. Semnalul de la ieşirea amplificatorului are în acest caz pulsaţia $\omega' = \omega_0 \pm \omega = \gamma_I \cdot H_0 \pm \omega$. În consecinţă, dacă se măsoară variaţia de frecvenţă a semnalului de la ieşirea amplificatorului, faţă de cazul în care platforma ar fi imobilă, atunci se poate determina viteza de rotaţie a acesteia.

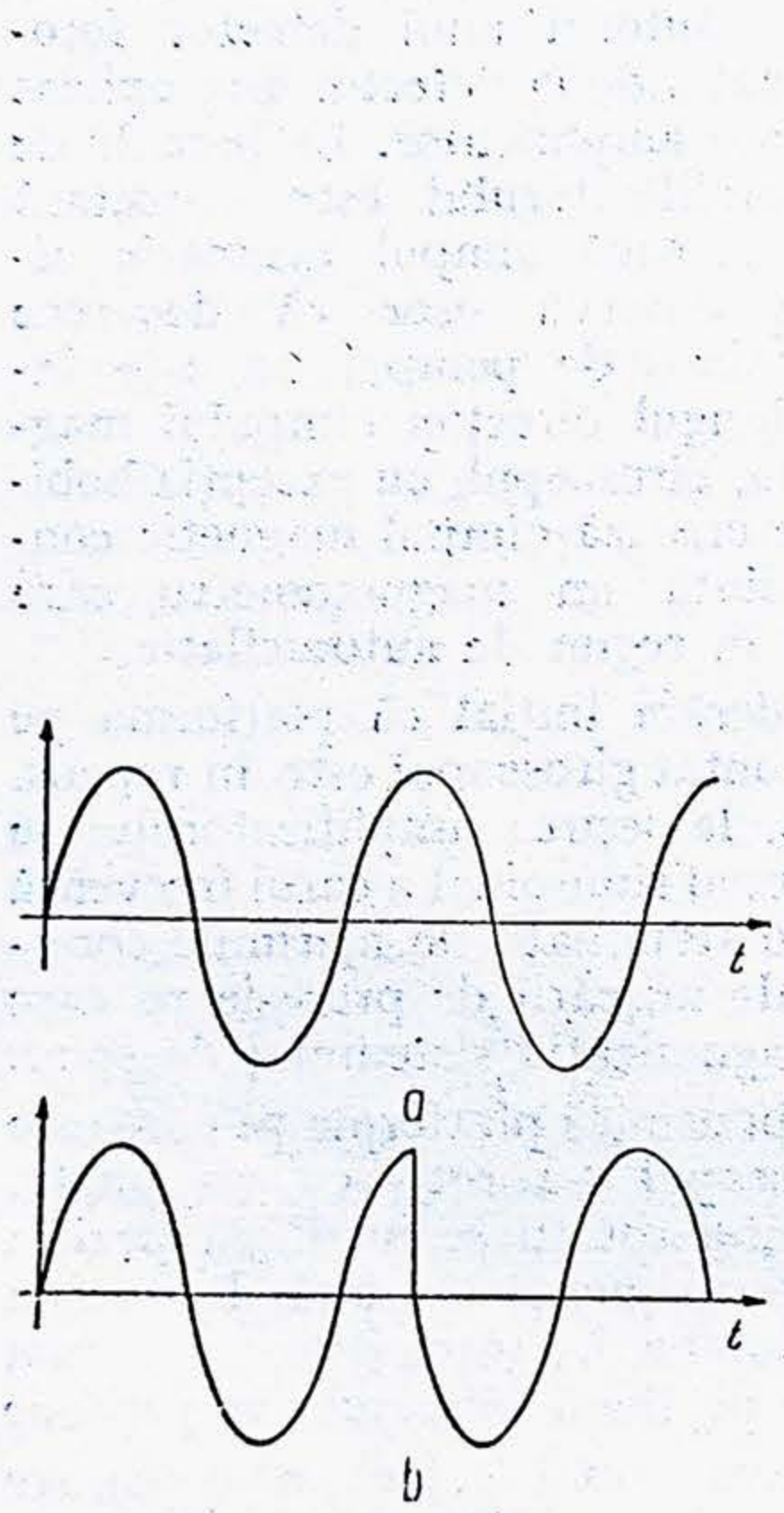


Fig. 7.41. Semnalul de la ieşirea amplificatorului în cazul în care platforma este mobilă — *a*, respectiv în cazul în care s-a rotit brusc cu un unghi egal cu $\pi/2$—*b*

7.4. DEBITMETRE DE REZONANŢĂ MAGNETICĂ NUCLEARĂ

Fenomenul de rezonanţă magnetică nucleară ne oferă o metodă foarte elegantă de măsurare a debitului unor fluide care se scurg prin conducte, fără a avea nevoie de vreun contact cu fluidul respectiv.

Funcţionarea unui asemenea debitmetru poate fi urmărită cu ajutorul fig. 7.42. Conducta prin care circulă fluidul se introduce între polii unui magnet permanent. Pe con-

ductă se dispun două bobine situate la o anumită distanță între ele. Prima bobină este conectată la un circuit electronic, care furnizează o serie de impulsuri formate din oscilații, a căror frecvență este astfel aleasă încît să coincidă cu cea de rezonanță magnetică a nivelelor unei anumite specii din atomi constituenți ai fluidului respectiv. Amplitudinea și durata acestui impuls se aleg astfel încît sistemul de atomi care se află în dreptul bobinei să fie saturat.

În continuare, sistemul saturat se deplasează înspre cea de a doua bobină. Aceasta se plasează la o asemenea distanță încît în timpul de propagare procesele de relaxare să producă doar o mică modificare a populațiilor nivelelor. Cea de a doua bobină este alimentată în mod permanent de la un oscilator a cărui frecvență este egală cu cea a oscilațiilor din care sînt formate impulsurile aplicate primei bobine.

Pentru a înțelege esența fenomenelor, să presupunem că primei bobine nu i se aplică impulsuri. În acest caz atomii care se află în dreptul celei de a doua bobine absorb de la aceasta o anumită energie folosind-o pentru a executa tranziții de pe nivelele inferioare pe cele superioare. Se proiectează astfel acest oscilator încît în această situație să funcționeze aproape de limita de oscilație, generînd astfel oscilații de amplitudine foarte mică.

Să aplicăm primei bobine un impuls format din osciclații. Sistemul de atomi care a fost saturat de către acest impuls ajunge după un interval de timp în dreptul celei de a doua bobine. În acest caz, sistemul absoarbe o energie mult mai mică de la oscilatorul care alimentează cea de a doua bobină, deoarece el are populațiile subnivelelor Zeeman practic egale. Oscilatorul, care anterior funcționa la limita de oscilație, începe se genereze oscilații cu amplitudine de cîteva ori mai mare. După ce sistemul a traversat cea de a doua bobină, amplitudinea

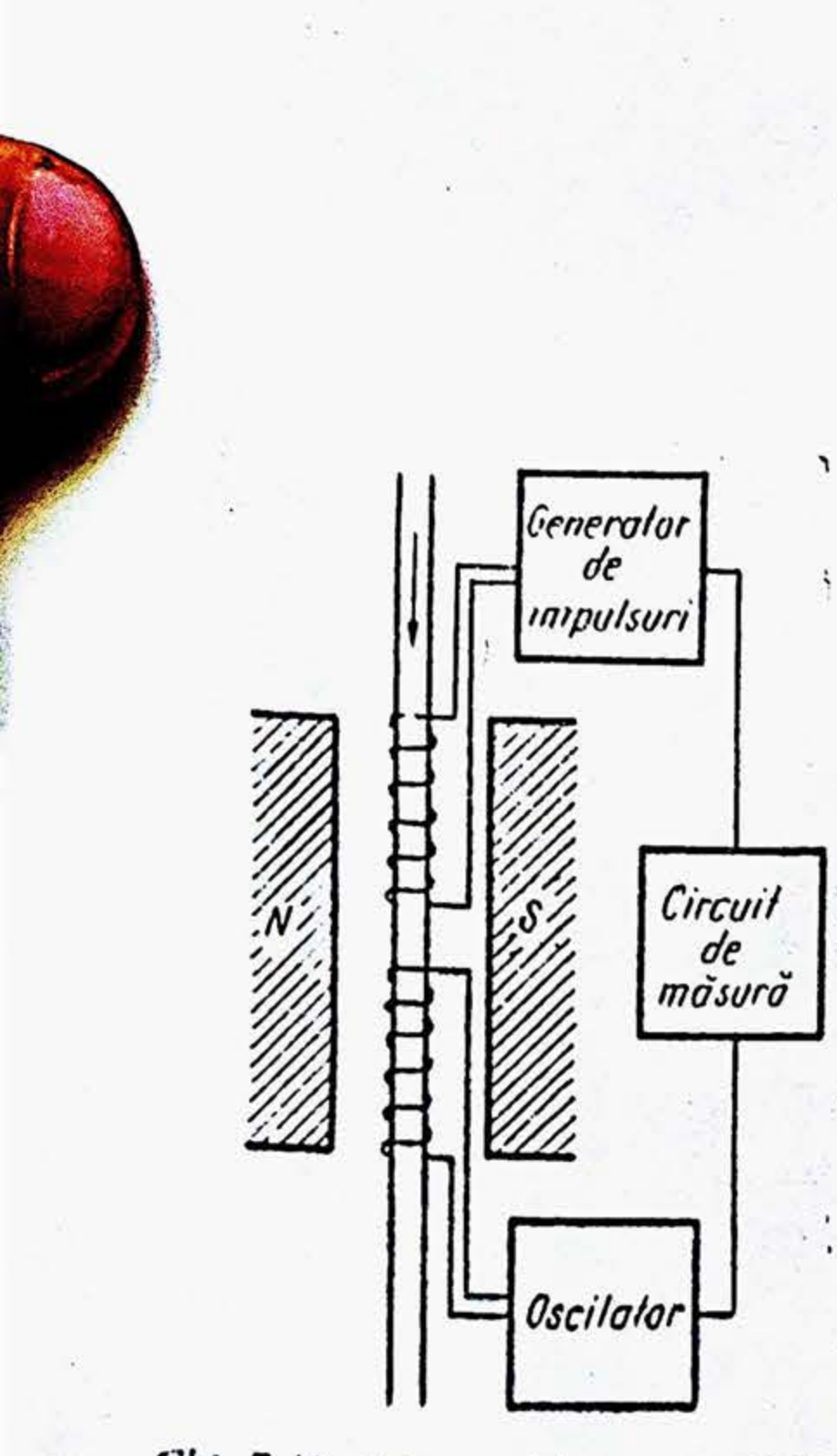


Fig. 7.42. Schema bloc a unui debitmetru de rezonanță magnetică nucleară

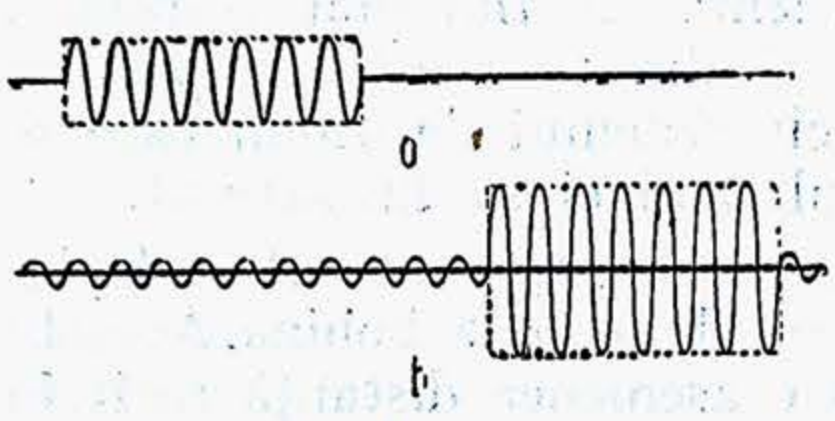


Fig. 7.43. Măsurarea debitului cu ajutorul schemei din fig. 7.39 :
a — semnalul aplicat primei bobine
b — semnalul de la bornele celei de a doua bobine

oscilaţiilor revine din nou la valoarea relativ mică pe care o avea anterior. Curba de variaţie a amplitudinii oscilaţiilor prezintă un impuls (fig. 7.43). Măsurînd cu ajutorul unei scheme electronice intervalul de timp dintre cele două impulsuri, se determină viteza de scurgere a fluidului şi apoi debitul acestuia.

Deoarece marea majoritate a lichidelor conţin atomi de hidrogen, se utilizează rezonanţa nucleară a acestora. Asemenea debitmetre sînt foarte indicate pentru cazurile în care nu se pot introduce în interiorul conductei diverşi traductori. Din acest motiv, aceste tipuri de debitmetre se utilizează pe o scară largă, de exemplu în medicină, pentru determinarea debitului sîngelui.

Bibliografie

[1] *Agârbiceanu, I. I., Popescu, I. M.* **Metode optice ale spectroscopiei hertziene.** Bucureşti, Editura Academiei, R.S.R., 1970.

[2] *Altşuler, S. A., Koztrev, B. M.* **Electronii paramagnitnîi rezonans.** Moskva, Fizmatghiz, 1961.

[3] *Andrew, E. R.* **Nuclear magnetic resonance.** Cambridge, Univ. Press, 1956.

[4] *Bernard, M. Y.* **Masers et lasers.** Paris, Presses Universitaires de France, 1965.

[5] *Bernard, M. Y.* **Initiation à la mecanique quantique.** Paris, Hachette, 1970.

[6] *Bernheim, R.* **Optical pumping.** New-York, W. A. Benjamin, 1965.

[7] *Bertein, F.* **Bases de l,électronique quantique,** vol. 1 et 2. Paris, Eyrolles, 1965, 1969.

[8] *Brotherton, M.* **Masers and lasers.** New-York, McGraw-Hill Book Co. 1964.

[9] *Chang, W. S. C.* **Principles of quantum electronics.** Reading/Mass, Addison-Wesley Pub Co., 1969.

[10] *Fain, V. N., Khanin, J. T.* **Quantum electronics.** (Traducere din limba rusă) Oxford Pergamon Press, 1969.

[11] *Grigoriant, V. V., Jabotinski, M. E., Zolin, V. F.* **Kvantovîe standardî ciastotî.** Moskva Izd. Nauka 1968.

[12] *Hlawicza, P.* **Introduction to quantum electronics.** London, Academic Press 1971.

[13] *Karlov, N. V., Manencov, A. A.* **Kvantovîe usiliteli.** Moskva, Izd. Viniti Itoghi Nauki 1966.

[14] *Klein, A.* **Masers and Lasers.** Phyladelphia J. B. Lippincott Co. 1963.

[15] * * * **Kvantovaia electronika — Malenkaia enţiklopedia,** Moskva, Izd. Sovetskaia Enţiklopedia, 1969.

[16] *Leinwoll, S.* **Understanding masers and lasers.** New-York, John F. Rider, Publ. Inc. 1965.

[17] *Levine, S. M.* **Electronique quantique.** Paris, Masson et Cie, 1968.

[18] *Melia, T. P.* **An introduction to masers and lasers.** London, Chapman and Hall, Ltd., 1967.

[19] *Oraevski, A. N.* **Moleculiarnîe gheneratorî.** Moskva Izd. Nauka, 1964.

[20] *Orton, J. W., Paxman, P. H., Wailling, J. C.* **The solid state maser.** Oxford, Pergamon Press, 1970.

[21] *Pantell, R. H.* **Fundamentals of quantum electronics.** New-York, John Wiley, 1969.

[22] *Pierce, J. R.* **Quantum electronics.** New-York, Doubleday Co. Inc., 1966.

[23] *Siegman, A. E.* **An introduction to lasers and mesers.** New-York, McGraw-Hill Bock Co., 1971.

[24] *Siegman, A. E.* **Microwave solid state masers.** New-York, McGraw-Hill Book Co., 1964.

[25] *Singer, J. R.* **Masers.** London, John Wiley, 1960.

[26] *Stepin, L. D.* **Kurs — lekţii po kvantovoi radiofizike.** Harkov, Izd. Harkovoskovo Universiteta, 1963.

[27] *Steinşlaigher, V. B., Misejnicov, G. S., Lifanov, P. C.* **Kvantovîe usiliteli S. V. Ci (Mazerî)** Moskva, Sovetskoe Radio, 1971.

[28] *Thorp, J. S.* **Masers and Lasers.** London MacMillan, 1967.

[29] *Troup, G.* **Masers and Lasers.** London Methuen, 1963.

[30] *Troup, G.* **Masers.** London Methuen, 1959.

[31] *Tucker, E. B.* **Solid state masers.** London, Routledge and Kegan Paul Ltd., 1968.

[32] *Unger, H. G.* **Introduction to quantum electronics.** Oxford. Pergamon Press, 1970.

[33] *Vasiliu, E.* **Introducere în electronica cuantică.** Bucureşti, Editura tehnică, 1965.

[34] *Weber, J.* **Masers.** New-York, Gordon and Breach Sci. Pub., 1967.

[35] *Yariv, A.* **Introduction to optical electronics.** New-York, Holt, Rinehart and Winston Inc., 1971.

[36] *Yariv, A* **Quantum Electronics.** New-York, John Wiley, 1967.

[37] * * * **Moleculiarnie Gheneratori.** Moskva, Izd. Acad. Nauk S.S.S.R., 1963.

Emanuel Vasiliu

INTRODUCTORY QUANTUM RADIOELECTRONICS

Supported by a comprehensive and suggestive graphical material, the work give a simple and clear description of the general operational principles and practical applications of quantum devices used in the radio-electronic frequency range.

The understanding of the complex phenomena underlaying the operation of quantum devices requires a good knowledge of wave phenomena. The essence of these phenomena is set forth in the firts chapter intitled „Oscillations and Waves".

Chapter II describes the wave and corpuscular properties of the electromagnetic radiation. The last paragraph of the chapter gives the answer supplied by the modern physics to the question : What is light — a wave or a corpuscule ?

The elemental quantum mechanics needed to understand the operational principles of quantum devices forms the object of the third chapter.

The next chapter is devoted to a study of the emission stimulated by electromagnetic radiations, a phenomenon underlaying the operation of all quantum devices.

Chapter V deals with nuclear magnetic and electronic paramagnetic resonance phenomena, considered from the aspect of both classical and quantum physics.

The operating principles of solid and gaseous masers are the object of chap. VI. It is shown that solid masers represent amplifiers with the lowest noise level while gaseous masers are generators with the highest frequensy stability.

The last chapter, intitled Quantum Metrology discusses the atomic clocks, the quantum magnetometers, the nuclear gyroscopes and the flowmeters based on magnetic nuclear resonance, which are all instruments characterized by a high standard of performances.

The book is an ideal introduction to the fascinating field of quantum electronics. It is useful to a wide audience concerned with the last achievements of the modern science and technics.

Emanuel Vasiliu

INITIATION À LA RADIOÊLECTRONIQUE QUANTIQUE

Basé sur un riche et suggestif matériel grapl.ique, l'ouvrage fait un exposé simple et clair des principes généraux du fonctionnement ainsi que des applications des dispositifs quantiques au domaine des fréquences utiliseés en radiotechnique.

La comprehension des phènomènes complexes qui étayent le fonctionnement des dispositifs quantiques requiert une bonne connaissance des phénomènes ondulatoires. L'essence de ces phènomènes est exposée au premier chapitre intitulé „Oscillations et ondes".

Le deuxiéme chapitre comporte une description des proprietés ondulatoires et corpusculaires de la radiation électromagnétique. Le dernier paragraphe du chapitre donne la réponse fournie par la physique moderne à la question : Qu'est ce que la lumierè — onde ou corpuscule ?

Les éléments de mécanique quantique nécessaires à la compréhension du principe opératif des dispositifs quantiques forment le sujet du deuxième chapitre.

Le chapitre suivant est dédié a l'ètude du phénomène d'émission stimulée de radiations électromagnétiques, phènomène sur lequel est basé le fonctionnement de toutes les dispositifs quantiques.

Chapitre V-e considère les phénomènes de résonance nuclèaire et paramagnétique électronique au point de vue de la physique à la fois classique et quantique.

Les principes opréationnels des masers solides et gazeux sont discutés au Chap. VI-e. Il est montré que les masers solides sont des amplificateurs dont le niveau des bruits este le plus bas, tandis que les masers gazeux sont des generateurs à la plus haute stabilité de fréquence.

Au dernier chapitré, destine à la Metrologie Quantique, sont décrits les magnétometres quantiques, les giroscopes nucleaires, les débitmetres a résonance magnétique nucléaire et les minuteries atomiques, appareils caractérisés par les performances les plus hautes.

Le livre represente un introduction idéale au domaine tellement fascinant de l'électronique quantique. Il est utile à un large cercle de lecteurs intéressés par les dernières réalisations de la science et technique modernes.

Emanuel Vasiliu

EINFÜHRUNG IN DIE QUANTENRADIOELEKTRONIK

In einfacher und klarer Form, vervollständigt durch recihhaltiges, anschauliches Bildmaterial, werden die allgemeinen Prinzipien und Anwendungen der Quantengeräte erörtert, die im Frequenzband der Radioelektronik funktionieren.

Das Verständnis der komplexen Vorgänge, auf denen die Quantengeräte beruhen, erfordert eine gute Kenntnis der Wellenerscheinungen. Das Wesen der letzteren ist im ersten Kapitel „Schwingungen und Wellen" erörtert.

Das 2. Kapitel behandelt die Wellen — und Korpuskulareigenschaft der elektromagnetischen Strahlungen. Der letzte Abschnitt dieses Kapitels gibt die Antwort der modernen Physik auf die Frage, ob das Licht Wellen- oder Korpuskularcharakter hat.

Die zum Verständnis des Funktionsprinzipis der Quantengeräte erforderlichen Elemente der Quantenmechanik bilden den Gegenstand des dritten Kapitels.

Das darauffolgende Kapitel ist dem Studium der durch elektromagnetische Strahlungen angeregten Emission gewidmet, also der Erscheinung, auf der alle Quantengeräte beruhen.

Im 5. Kapitel werden Phënomene der kernmagnetischen und der elektronischen paramagnetischen Resonanz sowohl vom Standpunkt der klassischen als auch der Quantenphysik behandelt.

Die Funktionsprinzipien fester und gasförmiger Maser werden im 6. Kapitel dargestellt. Es wird gezeigt, daβ feste Maser die Verstärker mit dem niedrigsten Geräuschpegel und gäsformige Maser Generatoren mit der höhsten Frequenzstabilität sind.

Im letzten Kapitel mit dem Titel „Quantenmetrologie" werden Atomuhren, Quantenmagnetometer, Kerngiroskope und kernmagnetische Resonanzdurchflußmesser beschrieben, — Geräte, die sich durch sehr hohe Leistungsfähigkeit auszeichnen.

Das Buch bildet eine ideale Einführung in das faszinierende Gebiet der Quantenelektronik. Es ist für einen ausgedehnten Kreis von Lesern bestimmt, die sich für die neuesten Ergebnisse von Wissenschaft und Technik interessieren.

Эмануел Василиу

ВВЕДНИЕ В КВАНТОВУЮ РАДИОЭЛЕКТРОНИКУ

В книге просто и ясно представлены, используя багатый и впечалительный графический материал, общие принципы работы также как и применения квантовых устройств работающих в области частот используемых в радиоэлекронике.

Понимание сложных явлений на которых основывается работа квантовых устройств требует основательного знания волновых явлений. Сущность этих явлений изложена в первой глабе озаглавленной «Колебания и волны*a*.

Во второй главе даны волновые свойства также как и корпускулярные электромагнетического излучения. В последнем параграфе этой главы дан ответ совет соврвменной физики на вопрос чем является свет — волной или корпускулом?

Элементы квантовой механики нвобходимые для понимания принципа работы квантовы*n* устройств являются су*ж*ьектом третей клавы.

Следующая лава посвящена исследованию явления эмцссии стимулированной электромагнетическими излу ениями, явлению на котором основывается работа всех квантовых устройств.

В пятой главе представлены явления ядерного магнетического резо нанса и электроного парамагнетического резонанся с то ки зрения класси еской физики и квантовой физики.

Принципы работы твёрдых и газовых квантов усилителей являются обьектом шестой главы. Показывается, что твёрдые квантовые усилители являются усилителями с наиболее низким уровнем шума и газовые квантовые усилители являются генераторами с наиболее устойчивостью частоты.

В последней лаве оза лавлвнной квантовая метрология, рассматриваются атомные часы, квантовые магнетометры, ядерные гироскопы и расходомеры ядерного магнетического резонанся, приборы для которы*n* *n*арактерны наивысщие результаты.

Книга являвтся идеальным введвнием в пленяющую о*ж*ластк квантовой электроники. Она полезна очень широкому кру у итателей интересующихся последними завоеваниями современных науки и техник.

Din planul pe 1974 în domeniile
AUTOMATICĂ, INFORMATICĂ, ELECTRONICĂ, MANAGEMENT

SERIA „BIBLIOTECA DE AUTOMATICĂ, INFORMATICĂ, ELECTRONICĂ, MANAGEMENT

Kalman, R. — **Teoria sistemelor dinamice**
Maynard, H. B. — **Manual de inginerie industrială (vol. I)**
Nicolau E. (coordonator) — **Manualul inginerului electronist (1)**

SERIA „PRACTICĂ"

Hidoș, C. — **Analiza și proiectarea circuitelor informaționale în unitățile economice**
Bulucea C-tin ș.a. — **Circuite integrate liniare**
Vătășescu A. ș.a. — **Utilizarea rațională a dispozitivelor semiconductoare**
Dan Ion ș.a. — **Utilizarea semiconductoarelor în electronica de putere**
Constantinescu P., Negoiță C. — **Sisteme informatice pentru conducere**
Pisău Gh., Mihăescu C., Toma, A. — **Elaborarea și implementarea sistemelor de informatică**
Vasilescu P., Anastasiu D. — **Îndrumar pentru proiectarea sistemelor informatice**

SERIA „INIȚIERE"

Vasiliu Em. — **Inițiere în radioelectronica cuantică**
Bîrlea Șt., — **Inițiere în cibernetica sistemelor industriale**

COLECȚIA „AUTOMATICĂ-INFORMATICĂ"

Petrescu, A — **Microprogramare**
Ionescu, V., Lupas, L. — **Tehnici de calcul în teoria sistemelor**
Lazaroiu, D., Șlaiher, S. — **Servomotoare electrice cu inițiere redusă în automatizări și prelucrarea datelor**

SERIA AMC (AUTOMATICĂ, MANAGEMENT, CALCULATOARE)

Colective de specialiști sub coordonarea IPA, ICI (vol 1)
* * * — AMC 17 (1—74)
* * * — AMC 18 (2—74)
* * * — AMC 19 (3—74)
* * * — AMC 20 (4—74)

SERIA „ELECTRONICĂ APLICATĂ".

Barna, A. — **Amplificatoare operaționale**
Feier I. ș.a. — **Dioda Zener. Aplicații**
Boldea, Gh. — **Localizarea deranjamentelor în cablurile de telecomunicații**
Siemnreich, H. și *Vasilescu, A.* — **Transmisiuni cu modulația impulsurilor în cod**

COLECȚIA „RADIO și TELEVIZIUNE"

Kraizmer, L. P. — **2222 expresii de electronică comentate pentru radioamatori**
Săhleanu, A., Rosici, N. — **73 scheme pentru radioamatori**
Gămulescu, A. — **Construcții de amplificatoare tranzistorizate pentru antene de televiziune.**
Măciucă, C. — **Construcții de radioreceptoare pentru autovehicule**
Moldoveanu, C., Stoica, A. — **Stabilizatoare de tensiune**

zitivelor cuantice constituie subiectul celui *de-al treilea capitol.*

Capitolul următor este dedicat studiului emisiei stimulate de radiaţii electromagnetice, fenomen pe care se bazează funcţionarea tuturor dispozitivelor cuantice.

În *capitolul V* sînt prezentate fenomenele de rezonanţă magnetică nucleară şi de rezonanţă paramagnetică electronică, atît din punctul de vedere al fizicii clasice cît şi din cel al fizicii cuantice.

Principiile de funcţionare ale maserilor solizi şi gazoşi formează obiectul *capitolului VI.* Se arată că maserii solizi reprezintă amplificatoare cu nivelul de zgomot cel mai redus şi că maserii gazoşi sînt generatoare cu cea mai înaltă stabilitate a frecvenţei.

În *ultimul capitol* intitulat „Metrologie cuantică" se prezintă ceasurile atomice, magnetometrele cuantice, giroscoapele nucleare şi debitmetrele de rezonanţă magnetică nucleară, aparate caracterizate prin cele mai înalte performanţe.

Cartea reprezintă o introducere ideală în domeniul atît de fascinant al electronicii cuantice. Ea este utilă unui cerc foarte larg de cititori, în primul rînd electronişti şi fizicieni, interesaţi de progresele în acest domeniu de vîrf al ştiinţei şi tehnicii moderne.

Seria INIŢIERE.
● automatică ● informatică
● electronică ● management